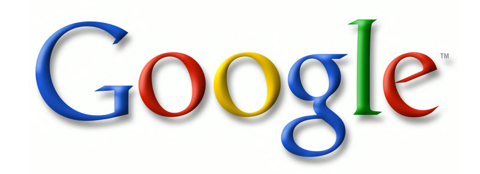


This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

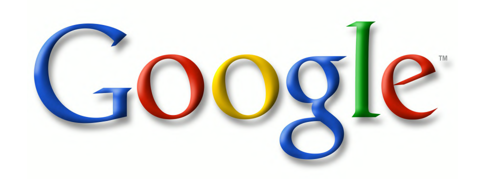
Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at http://books.google.com/



A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

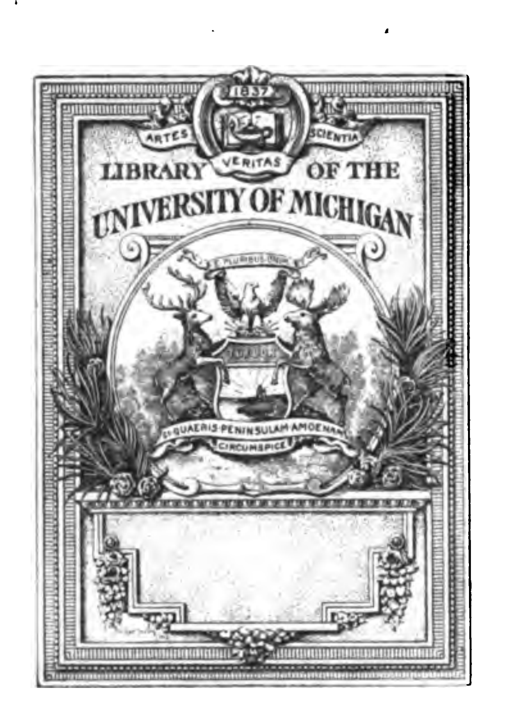
Nous vous demandons également de:

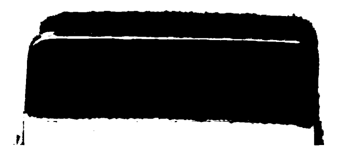
+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.
+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.
+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.
+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

B 482677


1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE



JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES ET Cie.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

CONTINUÉ PAR ED. BOUTY

PUBLIÉ PAR

LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Directeur de la publication : AMÉDÉE GUILLET

CINQUIÈME SÉRIE.

TOME III. — ANNÉE 1913.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

5, RUE DE LA SANTÉ (13e)

1913

Physics Library
QC
1
.J86
Ser. 5
v. 3

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

APPAREIL ÉLECTRIQUE MESUREUR DU TEMPS POUR LA COMPARAISON DE DEUX PHÉNOMÈNES PÉRIODIQUES;

Par M. G. LIPPMANN.

Souvent il est nécessaire de comparer entre eux avec précision deux mouvements périodiques, les marches de deux horloges astronomiques, par exemple. On a recours dans ce cas à la méthode bien connue des coïncidences.

L'appareil que j'ai présenté à l'Académie (23 décembre 1912) résout le même problème avec non moins de précision, mais d'une manière plus commode et plus rapide, il résout en même temps d'autres problèmes analogues dont la méthode des coïncidences ne donne pas la solution.

Cet appareil se compose essentiellement d'un axe O qui tourne d'un mouvement uniforme, sous l'action d'un moteur approprié, en faisant un tour en T secondes. Cet axe porte une tige métallique électrisée, laquelle, en passant, vient toucher un contact étroit α et produit ainsi un courant électrique de très courte durée. Le moment où le contact se produit dépend de la position de α, et l'on peut le faire varier à volonté et d'une manière continue en disposant du contact α. Ce contact peut être déplacé à volonté, à l'aide d'une manette que tient l'opérateur et amené en tel point qu'on voudra du cercle décrit par le bras électrisé.

Un deuxième contact β commandé par une deuxième manette, indépendante de la première, permet même d'obtenir un deuxième courant électrique instantané. On remarque dès lors qu'une fois α et β mis en place, l'intervalle de temps qui sépare les deux courants instantanés se lit sans difficulté sur l'appareil. Si, par exemple, la durée de révolution T est d'une seconde, et si l'angle $\alpha O \beta$ est égal

273945

aux $\frac{37}{100}$ de la circonférence, l'intervalle de temps en question est de 0,37 seconde.

Pour fixer les idées, indiquons quelques applications de cet appareil.

1° *Comparaison de deux horloges sidérales.* — Supposons qu'on veuille comparer entre elles deux horloges sidérales A et B. On réglera la vitesse de rotation de façon que le bras électrisé fasse un tour par seconde : l'observateur entend alors les battements de l'horloge à un intervalle d'une seconde ; d'autre part, les courants fournis par le contact α donnent dans un téléphone une série de coups secs qui se succèdent avec le même intervalle. L'observateur joue alors de la manette qui commande α jusqu'à ce que les deux séries de chocs, au lieu d'être décalées l'une par rapport à l'autre, coïncident constamment et à chaque seconde ; l'oreille constate qu'il y a simultanéité entre les battements de l'horloge et le passage du bras électrisé sur α. Disons, pour abréger, que le contact a est « mis à l'heure » sur l'horloge A.

D'autre part, on dispose du contact β, indépendant de α, pour le mettre à l'heure sur l'horloge B. Cela fait, et les deux mises à l'heure étant réalisées simultanément, la mesure est terminée ; il ne reste plus qu'à lire la distance angulaire entre α et β pour avoir le retard d'une des deux horloges sur l'autre : il serait de $0^s,37$ dans l'exemple numérique cité plus haut.

Il est prudent de faire les deux mises à l'heure simultanément, ou coup sur coup, afin d'éliminer l'influence que pourrait avoir une petite variation du moteur qui fait tourner le bras métallique.

On remarquera que l'observateur est ici maître, en jouant de la manette, de produire la coïncidence à son gré : il la modifie, la perfectionne à loisir, la fait se reproduire plusieurs secondes de suite, et il n'est pas obligé de compter les secondes.

Il n'en est pas de même dans la méthode des coïncidences habituellement en usage : là, l'observateur est obligé de guetter une coïncidence, il entend l'écart du battement diminuer peu à peu pour passer par zéro et recroître ensuite ; le moment de la coïncidence reste dans sa mémoire, et il le fixe en comptant les secondes ; s'il a un doute, il lui faut attendre la coïncidence suivante. Il me paraît plus avantageux de produire quand on le veut la coïncidence, de la perfectionner et de la maintenir pendant n secondes de suite, sans avoir

recours à sa mémoire et sans se préoccuper de compter les secondes.

Dans l'exemple précédent, on suppose que la « mise à l'heure » était faite par l'oreille; mais, dans d'autres cas, on pourra la faire visuellement. Le contact bref en α allume, pendant un temps très court, une lampe électrique de 2 volts, et l'on utilise l'éclair ainsi produit pour illuminer le balancier de l'horloge A; on joue de la manette jusqu'à ce que ledit balancier soit éclairé au moment de son passage par la verticale; même opération pour le contact β et l'horloge B; l'angle $\alpha O \beta$ donne alors l'intervalle de temps qui sépare les deux passages par la verticale.

On compare deux chronomètres comme on compare deux horloges, par signaux acoustiques, ou bien visuellement, en mettant à l'heure sur le passage des balanciers par leur position d'équilibre. Il peut y avoir avantage dans ce cas à se servir de la méthode des éclairs. En effet l'amplitude des oscillations du balancier d'un chronomètre varie, comme on le sait, d'une manière irrégulière et considérable; il s'ensuit que le moment où a lieu le signal acoustique donné par l'instrument ne se produit pas toujours dans la même phase de l'oscillation et que, quand bien même le balancier passerait par sa position à des intervalles de temps parfaitement égaux, les échappements et les bruits des battements se produiraient avec des retards irréguliers. Mieux vaut donc opérer directement sur le balancier, en visant son passage par la position d'équilibre.

2° *Réception des signaux de la tour Eiffel.* — L'observateur se propose de mesurer le retard de ces signaux sur les battements de la pendule. Il met à l'heure le contact α sur la pendule, le contact β sur les signaux rythmés de la tour Eiffel. L'angle $\alpha O \beta$ mesure la fraction de seconde qu'on désire connaître.

3° *Émission des signaux horaires.* — Une des horloges de l'Observatoire émet périodiquement un signal qui déclenche l'onde hertzienne en passant par plusieurs intermédiaires.

Il y a lieu de tenir compte d'abord de la correction ρ qu'il faut faire subir à l'indication de l'horloge pour avoir l'heure de Paris, correction calculée à l'Observatoire. Il faut, en outre, tenir compte de la somme π des retards qui se produisent dans les relais et autres organes interposés entre l'horloge et l'antenne, somme qu'on mesure par des expériences spéciales. Telle est du moins la méthode qu'on applique actuellement.

Avec l'appareil tournant, décrit plus haut, on opérerait de la manière

suivante : l'opérateur met le contact α à l'heure sur l'horloge de l'Observatoire ; un second contact α' est maintenu à une distance angulaire du premier égale à ρ, de sorte que les sons donnés au téléphone par α' coïncident avec la seconde exacte de l'heure de Paris. Enfin, l'observateur dispose d'un contact β qui déclenche les ondes hertziennes à travers les intermédiaires habituels ; il déplace à l'aide d'une manette le contact β jusqu'à ce que les signaux émis par la tour Eiffel, qu'il entend au téléphone, coïncident exactement pour l'oreille avec les secondes marquées par α'. Dès lors, grâce au réglage de α', qui donne la seconde exacte, grâce au réglage de β, qui met la tour Eiffel à l'heure sur α', les corrections ρ et σ sont faites par l'appareil lui-même, et les ondes hertziennes partent à l'heure exacte de Paris. En résumé, dans l'appareil tournant décrit plus haut, chaque point du bras électrisé décrit une circonférence qui est un axe du temps parcouru d'une manière continue ; et, en vertu de cette continuité, l'appareil sert à mesurer des intervalles de temps comme un rapporteur sert à mesurer des angles.

DÉTERMINATION DU COEFFICIENT D'AIMANTATION DE L'EAU ;

Par M. Pierre SÈVE [1].

1. Introduction. — La mesure en valeur absolue du *coefficient d'aimantation de l'eau* a pris de l'intérêt depuis les recherches systématiques récentes sur l'action que le champ magnétique exerce sur les différents corps. Un grand nombre de déterminations de constantes magnétiques ont été faites en comparant les coefficients d'aimantation des diverses substances avec ceux de l'eau, parce que ces mesures relatives sont beaucoup plus faciles que des mesures absolues.

On a généralement adopté la valeur [2] donnée par Curie [3] :

$$\chi = -0{,}79 \cdot 10^{-6},$$

(1) Communication faite à la Société française de Physique le 7 juillet 1912. Ce travail est le résumé d'un mémoire détaillé qui paraît dans les *Annales de Chimie et de Physique*.

(2) On rappelle que le *coefficient d'aimantation* χ est le moment magnétique de l'aimant formé par 1 *gramme* du corps considéré quand ce corps est placé dans un champ de 1 *gauss*.

(3) Pierre Curie, *Annales de Chimie et de Physique*, 7e série, t. V, 1895, p. 289 : *Œuvres* publiées par la Soc. fr. de Phys., p. 232.

et les tableaux de constantes sont ordinairement rapportés à cette détermination.

La connaissance de la valeur absolue précise de cette constante a été nécessaire quand on a voulu comparer les coefficients d'aimantation de corps peu magnétiques, mesurés par rapport à l'eau, avec ceux de corps très magnétiques pour lesquels on possédait des mesures absolues. Cette nécessité s'est faite particulièrement sentir dans les vérifications relatives à la théorie du *magnéton* de Weiss. On se rappelle que, dans la belle conférence qu'il a faite cet hiver devant la Société de Physique (1), M. Weiss a eu besoin de cette constante. Il la fallait égale à — 0,75 . 10^{-6} pour que les mesures de Pascal vérifient sa théorie.

De nombreux expérimentateurs ont mesuré le coefficient d'aimantation de l'eau par bien des méthodes.

Les méthodes théoriquement possibles pour la mesure des coefficients d'aimantation peuvent se classer en deux groupes; le moment magnétique de l'aimant formé par le corps étudié peut être mesuré par le champ qu'il produit ou à l'aide des forces qu'il subit quand il est placé dans un champ donné.

A part Townsend (2), qui a mesuré incidemment la perméabilité de l'eau par une méthode d'induction, toutes les méthodes qui ont servi se rattachent au deuxième groupe. On a mesuré les actions mécaniques qui s'exercent sur une masse d'eau placée dans un champ non uniforme. Trois procédés principaux ont été employés pour que l'expérience soit calculable :

1° *Méthode de Faraday.* — La masse d'eau est de dimensions assez réduites pour que le champ $\mathcal{H}$ et la dérivée du champ $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x}$ par rapport à une direction Ox soient sensiblement uniformes dans l'espace qu'elle occupe. La force F_x exercée dans la direction Ox est égale à :

$$F_x = \chi M \mathcal{H} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x},$$

en appelant M la masse de l'eau. Cette méthode, qui convient bien pour des mesures relatives, est rendue délicate pour les mesures

(1) P. Weiss, *Les idées actuelles sur le magnétisme* (conférences sur la constitution de la matière) (Soc. fr. de Phys.).
(2) Townsend, *Proc. Roy. Soc. London* (60), 1898, p. 186.

absolues, à cause de la difficulté de la mesure de $\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x}$. C'est cette méthode qui a été employée en particulier par Pierre Curie pour la mesure dont nous avons donné plus haut le résultat.

2° *Méthode du cylindre.* — Dans cette méthode, on mesure la force qui s'exerce sur une masse d'eau cylindrique (contenue dans un tube, par exemple) dont une base se trouve dans le champ uniforme $\mathcal{H}$ d'un électro-aimant et l'autre dans un champ nul ; la force F exercée est :

$$F = \frac{1}{2} \chi D S \mathcal{H}^2,$$

D étant la densité du liquide et S la section du tube.

Cette méthode, décrite nettement pour la première fois par Gouy [1], a été perfectionnée entre autres par Wills [2].

3° *Méthode de dénivellation.* — Quand un liquide diamagnétique a deux points A et B de sa surface libre, A dans un champ magnétique, $\mathcal{H}$ et B dans un champ nul, il se produit en A une *dépression* due aux forces magnétiques. Si les forces capillaires restent constantes aux points A et B, il se produit une *dénivellation* δ qui a pour expression :

$$\delta = \chi \frac{\mathcal{H}^2}{2g},$$

g étant l'accélération due à la pesanteur. Cette méthode a été imaginée par Quincke [3].

Le tableau suivant montre les résultats obtenus par les physiciens qui ont employé ces différentes méthodes [4].

---

(1) Gouy, *Comptes Rendus*, t. CIX, 1889, p. 935.
(2) Wills, *Phys. Review*, t. XX, 1905, p. 188.
(3) Quincke, *Wied. Ann.*, t. XXIV, 1885, p. 375.
(4) Certains auteurs ont employé ces méthodes d'une manière indirecte. Ils ont mesuré en valeur absolue le coefficient d'un corps paramagnétique à gros coefficient et l'ont comparé avec celui de l'eau dans une mesure relative. Ils sont désignés par les mots (mét. ind.).

TABLEAU DES VALEURS DU COEFFICIENT D'AIMANTATION DE L'EAU TROUVÉES PAR LES PRINCIPAUX EXPÉRIMENTATEURS

Dates	Auteurs	Méthode	Température	$-\chi \times 10^7$
1855	Faraday.	Faraday.	»	6,7
1880	Becquerel.	Faraday.	»	6,4
1881	Schumeister.	Faraday.	»	4,19 à 5,26
1885	Quincke.	Dénivellation.	20	8,1
1888	Wähner.	Dénivellation.	15	5,3
1888	Du Bois.	Méth. diverses.	»	8,3
1892	Henrichsen.	Cylindre (mét. ind.).	»	7,24
1895	Curie.	Faraday.	15-159	7,87
1896	Townsend.	Induction.	10	7,4
1898	Fleming et Dewar.	Faraday.	20	7,4
1898	Königsberger.	Dénivellation (mét. ind.).	20	7,7
1899	Jäger et Meyer.	Dénivellation. Cylindre (mét. ind.).	13-30	6.4
1902	Piaggesi.	Dénivellation.	23-86	7,8
1903	Stearns.	Cylindre.	22	7,06
1904	Wills.	Cylindre.	22	6,95
1905	Scarpa.	Cylindre.	22	7,8
1912	P. Sève.	Dénivellation.	24	7,2

On voit à simple inspection que leurs résultats compris entre $-0,68 . 10^{-6}$ et $-0,83 . 10^{-6}$ (en éliminant les plus aberrants) sont *incohérents*, et un examen plus approfondi ne permet pas de donner *a priori* la préférence à tel expérimentateur plutôt qu'à tel autre.

Une nouvelle détermination du coefficient d'aimantation de l'eau a été l'objet du présent travail.

2. Méthode employée. — Après examen critique, j'ai choisi la méthode de la dénivellation de Quincke. Nous avons dit plus haut en quoi elle consiste. La dénivellation produite par le champ ayant comme expression :

$$\delta = \chi \frac{\mathcal{H}^2}{2g},$$

il suffit, pour avoir χ, de mesurer avec précision δ et $\mathcal{H}$, g étant connu avec une exactitude surabondante.

La mesure d'un champ magnétique en valeur absolue est moins aisée que l'on ne le croit.

Je rappellerai seulement que Cotton a signalé dernièrement dans un article paru dans ce périodique ([1]) les exemples récents du phé-

([1]) A. Cotton, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 97 (février 1912).

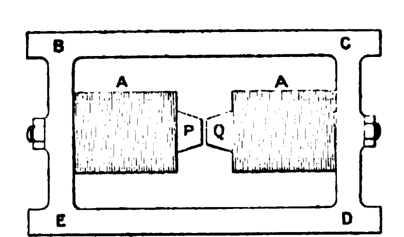
nomène de Zeeman et de la biréfringence magnétique où des erreurs incroyables de 10, 20, 30 0/0 ont été commises par des physiciens soigneux sur l'évaluation du champ magnétique.

Dans nos mesures d'ailleurs le champ $\mathcal{H}$ intervient par son carré.

Les champs employés valaient 17.000 gauss environ, la dénivellation était de l'ordre du millimètre. Il fallait la mesurer à quelques microns près.

3. Champ magnétique. — Le champ magnétique qui a été utilisé était le champ produit entre les pièces polaires légèrement tronconiques d'un électro-aimant à double culasse.

L'entrefer avait 8 millimètres. C'était celui qui correspondait au maximum d'uniformité du champ.



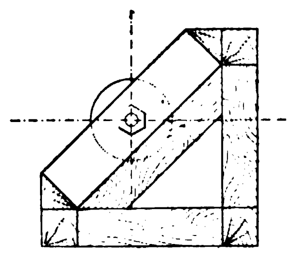


Fig. 1 — Electro-aimant à double circuit magnétique donnant un champ uniforme entre les pièces polaires P, Q.

La *fig.* 1 représente cet appareil construit par la maison Gramme [1]. Un bâti en bois permettait de le disposer à volonté de façon que son axe soit horizontal ou vertical. Sa forme le rendait sensiblement indéformable dans ces déplacements ainsi d'ailleurs que sous l'influence des attractions magnétiques.

On avait vérifié que l'uniformité du champ était réalisée au millième près sur 3 centimètres de diamètre, par une exploration au balistique.

4. Mesure du champ. — La mesure du champ a été faite à l'aide

(1) Les noyaux avaient 8 centimètres de diamètre, les faces en regard des pièces polaires 5 centimètres. Lorsque de telles pièces sont très rapprochées, le champ est minimum au centre ; quand on les éloigne, il est maximum. Pour une position intermédiaire (ici 8 millimètres d'entrefer), il est remarquablement uniforme. La carcasse était inclinée à 45° (*fig.* 1) dans la position horizontale de façon qu'une horizontale et une verticale fussent libres.

d'une balance électromagnétique du système de Cotton que l'on a spécialement étudiée pour rendre son emploi commode et précis. Cet appareil a semblé répondre aux desiderata qu'on en avait espérés. Néanmoins on a comparé les résultats qu'il a fournis d'abord avec ceux du modèle de balance de Cotton construit par Weber sur les indications de Weiss (1), semblable à celui qui a été employé par ce physicien, et qu'il a comparé avec les méthodes balistiques; ensuite avec ceux fournis par une méthode balistique.

La concordance des résultats de la balance ainsi étudiée avec le modèle de Weber a été aussi bonne que les incertitudes sur les mesures géométriques effectuées sur ce dernier appareil permettaient de l'espérer.

L'emploi simultané de la balance et d'une méthode balistique pour la mesure précise des champs magnétiques a l'avantage, si l'on se sert du même ampèremètre pour mesurer le courant de la balance et le courant du solénoïde (ou de l'appareil équivalent) qui sert à étalonner le balistique, d'éliminer les erreurs de graduation de l'ampèremètre (2).

Il résulte d'ailleurs de ces trois séries d'expériences qui ont concordé remarquablement, que l'emploi de la balance, infiniment plus commode que celui des méthodes balistiques, donne à lui seul la mesure de champ avec la précision que comporte la mesure du courant, précision bien suffisante dans la plupart des cas. Nous allons donner quelques détails sur le nouveau modèle de balance que nous avons fait construire et sur son emploi. Nous décrirons ensuite succinctement la méthode balistique qui nous a servi de vérification.

5. Nouveau modèle de balance de Cotton. — On se rappelle sur quel principe est basé cet appareil de mesure des champs magnétiques. On pèse avec des poids l'action électrodynamique, qui s'exerce sur un conducteur ABCD formé de deux arcs de cercle concentriques et de deux éléments rectilignes CD et AB (*fig.* 2). L'élément CD est dans le champ à mesurer, AB dans une région où le champ est négligeable.

(1) Weiss et Cotton, *J. de Phys.*, 6e série, t. VI, p. 436 ; 1907.

(2) L'intensité du courant intervient au numérateur dans l'une des formules, au dénominateur dans l'autre. Il suffit, pour éliminer les erreurs d'étalonnage de l'ampèremètre, de prendre la moyenne des résultats fournis par les deux mesures.

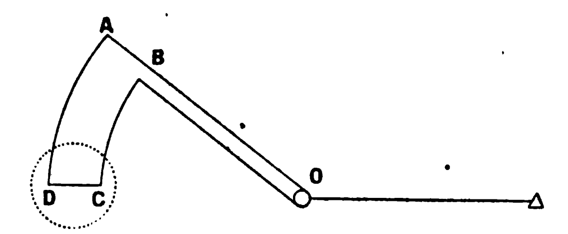


Fig. 2. — Principe de la balance de Cotton.

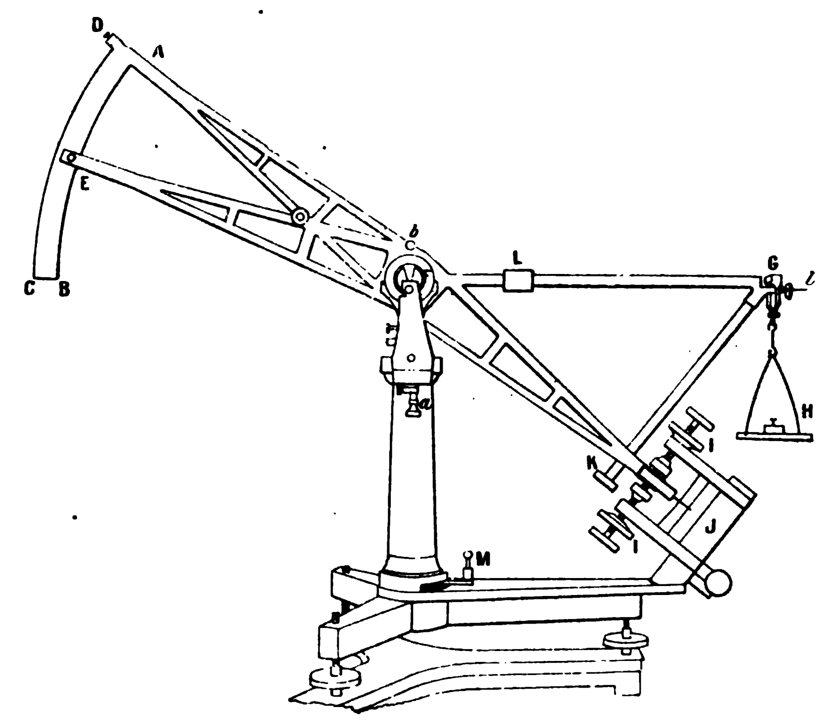


Fig. 3. — Balance électromagnétique.

ABCD, arc en verre;
F, couteau;
GH, plateau;
E, A, D, vis de réglage utilisées pour le centrage de l'arc;
I, I, butoirs;
J, axe de rotation permettant d'écarter les butoirs;
LK*l*, contrepoids;
M, manette permettant d'immobiliser la balance. — Le courant est amené dans le fléau par deux lames flexibles (non représentées) joignant la borne *a* à la pièce *b*.

La force qui s'exerce au centre de l'élément CD est $\frac{\mathcal{H}il}{10}$ si $\mathcal{H}$ est l'intensité du champ en gauss, l la longueur CD en centimètres, i l'intensité du courant exprimée en ampères.

On équilibre cette force par des poids.

Dans le modèle que j'ai fait construire (1), j'ai surtout cherché à rendre l'arc conducteur moins fragile, et plus facile à étudier géométriquement que dans les modèles construits antérieurement. L'amenée du courant a été faite par l'extrémité AB le plus loin possible de l'élément utile; enfin on s'est arrangé pour que cet élément utile CD soit horizontal, ce qui est bien commode dans certains cas.

La *fig.* 3 représente l'instrument.

L'arc ABCD est en verre (2). Les deux faces circulaires AB et CD ont été travaillées à la façon des surfaces optiques sur des matrices en bronze. Dans le modèle qui m'a servi, le conducteur est formé d'une lame de cuivre laminé de $0^{mm},1$ d'épaisseur soigneusement appliquée à l'aide d'une tresse de soie (3). Depuis j'ai employé avec succès des arcs de verre dont les deux surfaces latérales avaient été recouvertes par électrolyse d'une couche uniforme de cuivre, après avoir été argentées chimiquement.

Le courant arrive par l'extrémité AD de l'arc à l'aide du bras DF, qui est formé de deux pièces pareilles d'aluminium isolées l'une de l'autre et juxtaposées à petite distance, ce qui réduit au minimum les causes d'erreur dues au champ qui règne encore à distance de l'élément utile. Il arrive au bras DF à l'aide de deux lames très souples de cuivre mince recuit placées près du couteau.

6. Réglage et étalonnage de la balance. — La longueur l qui intervient dans la formule se mesure au moyen d'un palmer de précision sur l'arc avant et après application de la lame de cuivre; le constructeur, en la mesurant en diverses régions de l'arc, vérifie que les deux portions circulaires sont bien concentriques. Cette mesure doit se faire au 100e de millimètre près. La longueur l valait

(1) Pierre Sève, *Comptes Rendus*, t. CL, p. 1309; 1910.
Cet appareil a été présenté à la Société française de Physique le 17 juin 1910 (*Bull. des Séances*, p. 61).

(2) L'appareil a été construit avec beaucoup de soin par la maison Pellin.

(3) Le tout est recouvert d'un vernis peu hygrométrique (gomme dammar dissoute dans du xylol).

$2^{cm},008$ dans l'appareil qui nous a servi. Il faut ensuite vérifier que l'arc est installé sur la balance de façon que l'arête du couteau constitue l'axe des deux portions circulaires. A cet effet on peut libérer entièrement le fléau en faisant tourner autour de l'axe J le système de butoirs II qui le retiennent. On le fait alors tourner d'angles notables autour du couteau. On vérifie que, dans ce mouvement de rotation, la portion BC se superpose à elle-même. On peut, avec les arcs galvanoplastiques, placer un trusquin qui la frôle sans la toucher. On repère optiquement sa position avec les arcs où la lame est ligaturée [1]. Les vis E, D, A permettent de corriger la position de l'arc si le réglage est inexact.

On n'a plus qu'à mesurer les distances CF et FG [2], ce qu'on peut faire au moyen d'un cathétomètre, pour que la balance soit prête à une mesure de champ.

On avait pour l'appareil qui m'a servi :

$$\begin{aligned} BC &= 2^{cm},008 \\ CF &= 31^{cm},096. \end{aligned}$$

Distance du point d'application de la force électromagnétique au couteau :

$$R = 31^{cm},096 - \frac{2^{cm},008}{2} = 30^{cm},092.$$

Distance des couteaux :

$$d = 30^{cm},140.$$

En plaçant une masse m dans le plateau H pour que son poids mg fasse équilibre à la force électromagnétique $\frac{\mathcal{H}il}{10}$, on a :

$$\frac{\mathcal{H}il}{10}\,R = mgd,$$

(1) La tresse de soie doit laisser apercevoir entre ses spires successives la surface nue du métal pour que cette vérification soit possible. Un bon moyen de repérage consiste à pointer avec un microscope de faible grossissement l'ombre d'un fil fin, produite sous une incidence presque rasante par une source ponctuelle éloignée. Cette ombre se déplace par rapport au réticule du microscope, suivant que la surface sur laquelle elle se projette avance ou recule par rapport au microscope.

(2) La vérification du centrage et la mesure des distances CF et FG doivent être faites à $0^{mm},1$ près.

d'où :

$$\mathcal{H} = 10 \frac{m}{i} \frac{gd}{Rl} = \frac{m}{i} \times \frac{981 \times 30,140}{2,008 \times 30,092} = 4\,893,0 \frac{m}{i}.$$

4893,0 est la *constante* de la balance.

7. Mode d'emploi de la balance électromagnétique. — La méthode qui a paru la plus commode pour l'emploi de la balance consiste à se fixer les poids produisant la force antagoniste et à faire varier l'intensité du courant. Au lieu de chercher à réaliser un équilibre, il est plus aisé et suffisamment précis de se servir de butoirs, à condition que ceux-ci soient très délicats. A cet effet, la course du fléau est limitée par deux butoirs II réglables par des vis et formés de pointes d'acier, butant sur deux lames de verres fixées au fléau.

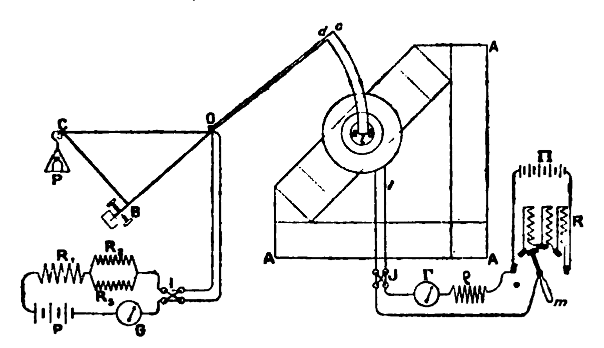


Fig. 4. — Mesure du champ de l'électro-aimant à l'aide de la balance de Cotton.

AAA, électro-aimant ;
Π, accumulateurs fournissant le courant à l'électro-aimant ;
R, rhéostat à touches permettant de court-circuiter l'électro avant la rupture du courant ;
R, rhéostat à curseur ;
Γ, ampèremètre de l'électro-aimant ;
J, inverseur ;
O, *abcd* CB, balance de Cotton ;
P, accumulateurs ;
R_1, R_2, R_3, rhéostats permettant de faire varier graduellement le courant dans la balance ;
G, ampéremètre de précision (boîte de contrôle Carpentier) mesurant le courant de la balance ;
I, inverseur.

Il convient d'employer des courants de 5 à 10 ampères qui donnent avec des champs de 10.000 à 20.000 unités des forces atteignant des

dizaines de grammes ; les pesées faites au centigramme permettent de répondre du millième.

L'électro étant excité et aucun courant ne passant dans la balance, on place un poids marqué P dans le plateau. On règle l'équilibre *approximativement* en se servant des contrepoids L et l. On règle les butoirs de façon que le fléau soit en bonne place quand il appuie sur le butoir supérieur. On limite par l'autre butoir la course à 1 ou 2 millimètres de l'échelle. On enlève le poids P et l'on envoie un courant de sens convenable et croissant. On note son intensité i_1 au moment où le fléau quitte le butoir supérieur. On place alors un poids 2 P. On envoie un courant de sens inverse et décroissant. Le fléau quitte le même butoir pour une intensité $-i_2$. Les valeurs absolues i_1 et i_2 sont naturellement très voisines. Il est bon de refaire la première mesure pour s'assurer de la fidélité de l'appareil. On applique la formule habituelle en prenant la moyenne de i_1 et i_2.

Cette méthode élimine évidemment les actions magnétiques, (l'action diamagnétique sur le verre est prépondérante) des matériaux de l'arc et de la balance.

La *fig.* 4 représente les connexions employées pour faire passer les courants dans l'électro et la balance.

8. Mesures balistiques. — La *fig.* 5 montre le dispositif employé pour la mesure balistique.

On oppose à la quantité d'électricité induite par l'enlèvement d'une petite bobine exploratrice b de surface s du champ magnétique $\mathcal{H}$ de l'électro-aimant à celle qui est induite dans une bobine S de surface S, placée au centre d'un solénoïde Σ (dont les dimensions et par suite le champ K pour un courant de 1 ampère sont connus) quand on inverse un courant i dans ce solénoïde.

L'inversion et l'enlèvement de la bobine se font automatiquement à peu près simultanément.

On règle le courant i de façon que les deux quantités d'électricité soient égales, ce qui nécessite :

$$\mathcal{H}s = 2SKi.$$

Le solénoïde était de construction soignée. Une couche de fil de cuivre de $0^{mm},6$ de diamètre isolé par deux couches de soie était enroulé sous tension constante (2 kilogrammes environ) dans un

sillon hélicoïdal tracé à la surface d'un cylindre de cuivre rouge [1]. Voici ses caractéristiques :

Nombre de spires par centimètre.........	$n_1 = 10{,}000$
Longueur du cylindre..................	$2l = 32^{cm},60$
Rayon du cylindre......................	$r = 6^{cm},256$
Champ au centre pour un courant de 1 ampère............................	$K = \frac{4\pi n_1}{10} \frac{l}{\sqrt{r^2 + l^2}} = 11{,}732$

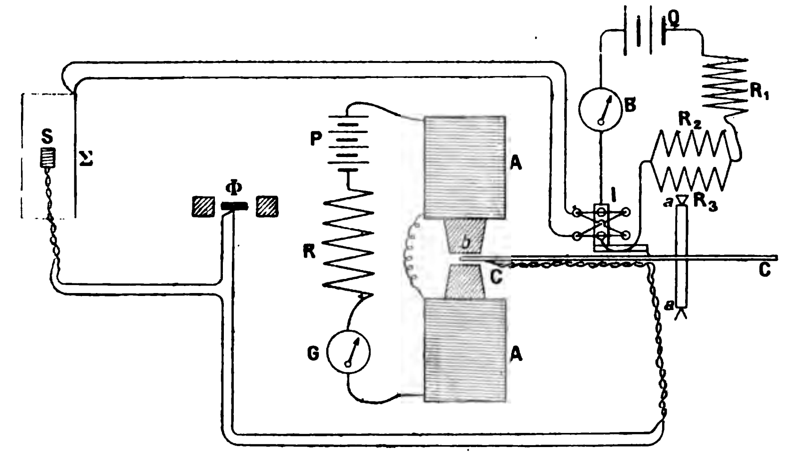


Fig. 5. — Comparaison à l'aide du fluxmètre du champ de l'électro-aimant et du champ d'un solénoïde.

1° *Circuit de l'électro-aimant :*
AA, électro-aimant ;
P, R, G, accumulateurs, rhéostats et ampèremètre de l'électro-aimant.
2° *Circuit du solénoïde étalon :*
Σ, solénoïde ;
Q, accumulateurs ;
R_1, R_1, R_3, rhéostats permettant de régler le courant dans le solénoïde :
B, ampèremètre de précision (boîte de contrôle Carpentier) mesurant le courant dans le solénoïde ;
I, inverseur se manœuvrant automatiquement quand la bobine d'exploration *b* sort du champ de l'électro-aimant.
3° *Circuit induit :*
b, bobine exploratrice, fixée sur la règle C mobile autour de l'axe *aa* ;
S, bobine placée dans le solénoïde étalon ;
Φ, fluxmètre.

Pour constater l'égalité des deux quantités d'électricité, on avait placé un *fluxmètre* Grassot Φ (muni d'un miroir) dans le circuit in-

[1] Le solénoïde avait été exécuté avec beaucoup de précision par la maison Mailhat.

duit. On constatait alors que la position du spot était la même avant et après la manœuvre simultanée de la bobine *b* et de l'inverseur I [1].

Il restait à déterminer le rapport $\frac{S}{s}$ des surfaces des deux bobines égal à 537,0. Il ne pouvait se mesurer qu'électriquement.

9. Mesures du rapport des surfaces des deux bobines. — On s'est servi avec avantage d'une méthode fondée sur l'emploi des *courants alternatifs* en comparant les deux surfaces à des *résistances*.

La *fig.* 6 représente le schéma du dispositif classique de Maxwell pour comparer deux coefficients d'induction mutuelle M_1, M_2 à deux résistances r_1, r_2.

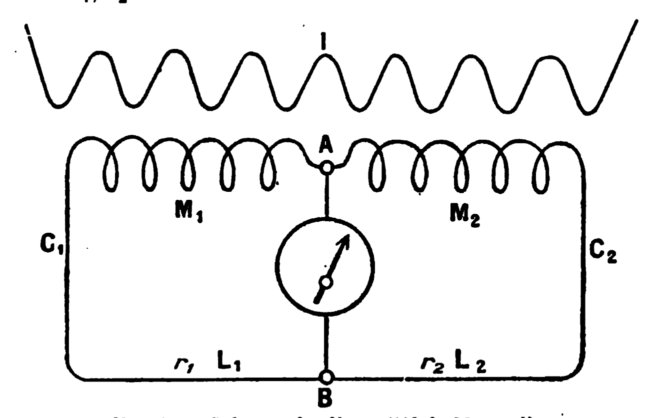


Fig. 6. — Schéma du dispositif de Maxwell.

On coupe le courant inducteur I, et le galvanomètre doit être tra-

[1] On sait qu'on ne peut généralement pas employer un galvanomètre balistique comme instrument de zéro, l'élongation finale dépendant de la loi de variation de courant au cas où la quantité d'électricité totale est nulle ou très petite (cf. Weiss, *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 420, 1895).

Dans le cas où le galvanomètre est sans couple directeur (*fluxmètre*), l'équation du mouvement :

$$A\frac{d^2\alpha}{dt^2} + B\frac{d\alpha}{dt} + Kj = 0,$$

(A, B, K, constantes; j, intensité du courant à l'instant t; α, élongation) donne :

$$B(\alpha_1 - \alpha_0) = K\int_{t_0}^{t_1} j\,dt.$$

si l'appareil partant du repos à l'instant t_0 est arrêté à l'instant t_1.

En particulier, si la quantité d'électricité est nulle, la déviation finale $\alpha_1 - \alpha_0$ sera nulle. C'est une précieuse qualité des fluxmètres.

versé par une quantité d'électricité nulle. On a alors :

$$\frac{M_1}{r_1} = \frac{M_2}{r_2}.$$

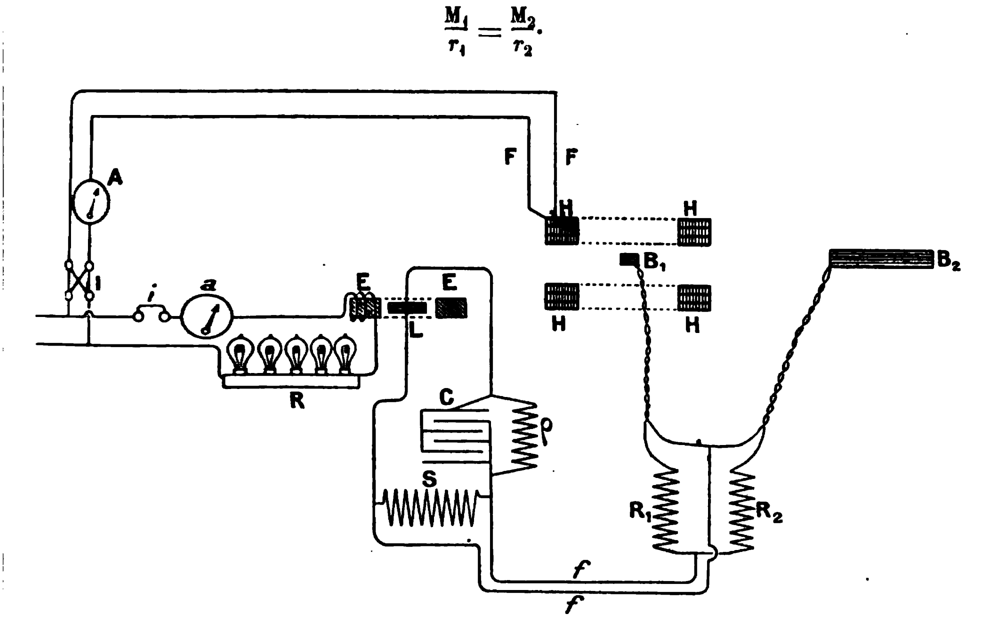


Fig. 7. — Mesure du rapport des surfaces de deux bobines à l'aide du galvanomètre à courant alternatif.

1° *Circuit inducteur :*
H, bobine de Helmholtz ;
A, ampèremètre à courant alternatif
I. inverseur ;
2° *Circuit induit :*
B_1, bobine à comparer ;
B_2, bobine de compensation ;
R_1, R_2, boîtes de résistances ;
L, cadre du galvanomètre d'Abraham ;
C, ρ, S, capacité et résistances de réglage du galvanomètre.
3° *Excitation du galvanomètre :*
E, électro-aimant feuilleté ; *a*, ampèremètre ; *i*, interrupteur ;
R, rhéostat de lampes. Les fils de gauche sont en communication avec le secteur.

Il est aisé de voir que ce montage est encore valable en courant alternatif à condition de remplacer la pile par une source de courant alternatif, et le galvanomètre par un appareil indicateur de courant alternatif, pourvu que les réactances des circuits induits soient négligeables devant leurs résistances ohmiques.

En employant comme indicateur de courant le galvanomètre à

courant alternatif d'Abraham [1] dont la sensibilité est très grande et comme source le secteur de la rive gauche (42 périodes), on a obtenu une sensibilité et une précision suffisantes [2].

La *fig.* 7 montre l'installation :

L'une des bobines B_1 à composer était placée au centre d'une bobine de Helmholtz [3] HHHH (25 centimètres de diamètre, 35 ampères, 110 volts, 120 tours) traversée par le courant du secteur et donnant un champ alternatif intense uniforme sur plusieurs centimètres. On plaçait b en B_1. On mesurait le rapport n_b de l'induction mutuelle de cette bobine b avec la bobine H à l'induction mutuelle de H avec une bobine fixe B_2. Plaçant ensuite S en B_1, on avait le rapport n_s de l'induction mutuelle de S avec H à l'induction mutuelle de H avec B_2. Il est clair que le rapport des surfaces était égal à $\frac{n_s}{n_b}$.

10. Résultat des mesures de champ. — Voici, en fonction de l'intensité du courant magnétisant, les valeurs du champ de l'électro :

Courant magnétisant	Champ
5amp,21	13 550 gauss
7 ,83	15 700
9 ,11	16 510
10 ,40	17 094
11 ,69	17 540
13 ,00	17 950
15 ,62	18 600

11. Mesures de dénivellation avec un champ horizontal. — L'électro étant ainsi étalonné, on a mesuré la dénivellation qu'il produisait sur l'eau, avec différentes valeurs du champ.

On a d'abord essayé de reprendre un dispositif employé par un très grand nombre d'expérimentateurs :

L'électro étant dans sa position habituelle, l'axe horizontal, on place un siphon *abcd* dans l'entrefer (*fig.* 8) communiquant avec un vase large C ; le niveau baisse en *e* quand le champ s'établit.

(1) H. Abraham, *Comptes rendus*, t. CXLII, 1906, p. 993.

(2) La méthode est environ 100 fois plus sensible que celle qui résulte de l'emploi du balistique simple. L'emploi de courants interrompus et de trieurs par synchronisation donne aussi d'excellents résultats. V. A. Guillet. Comptes rendus : Mars 1908 ; de juin 1911 ; décembre 1911 et Bulletin de la S. E. I., 1908, p. 535.

(3) Cette bobine a été construite au Laboratoire avec des galettes fabriquées par la maison Carpentier.

Il résulte de ces essais que la grande difficulté de ce dispositif se trouve dans les phénomènes capillaires qui produisent, avec les entrefers utilisés, une ascension *cinq* fois plus forte que la dénivellation. Il faut donc absolument ramener le ménisque en *e* à la même

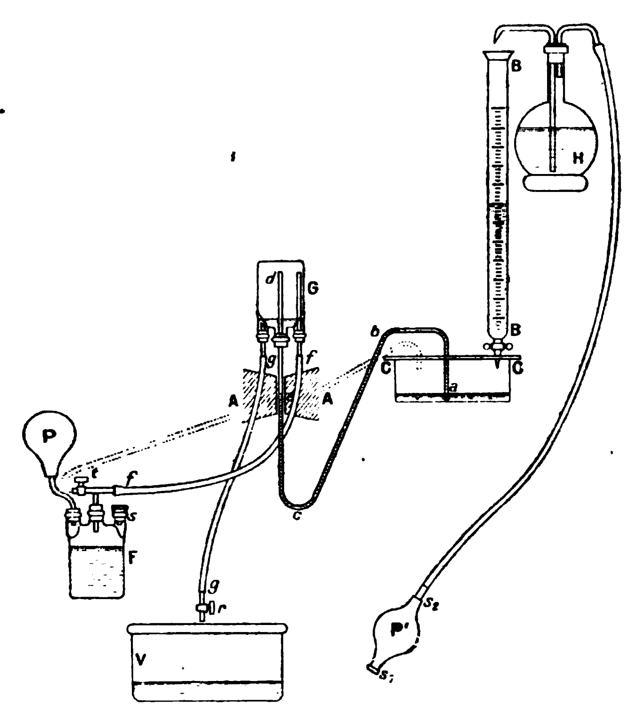


Fig. 8. — Mesure de la dénivellation avec un champ horizontal.

AA, Pièces polaires de l'électro-aimant;
abcd, siphon où se produit le ménisque *e*; CC, cristallisoir de surface connue;
BB, burette;
H, réserve d'eau pure dépendant de la poire P' munie des soupapes s_1, s_2; G, F, flacons permettant de faire circuler l'eau à l'aide de la poire P, du caoutchouc *ff* et de la soupape *s*; *t*, robinet mettant l'intérieur du flacon G en communication avec l'atmosphère pendant la mesure; *g*, tube de vidange muni du robinet *r*;
V, cristallisoir de vidange.

place dans le tube, en augmentant la pression en C d'une quantité connue avec précision. On effectuait très simplement cette opération en ajoutant une quantité connue d'eau dans le cristallisoir en verre de Bohême C dont on avait mesuré la surface.

On voit sur la *fig.* 8 un système de poires, de tubes et de robinets

qui permettait de renouveler à chaque expérience l'eau issue de H, mesurée dans la burette B, *sans la salir*, en la faisant toujours circuler dans le même sens.

On pointait le ménisque à l'aide d'un petit cathétomètre muni d'un viseur grossissant une centaine de fois, permettant, avec un éclairage convenable, de repérer sa position à quelques microns près.

En prenant, comme on vient de le dire, de grandes précautions pour que le ménisque soit *très propre* et *neuf* à chaque opération, on constate que la tension capillaire varie constamment (diminue) pendant un quart d'heure environ, puis se fixe quand le ménisque a suffisamment *vieilli*. En faisant les mesures à partir de ce moment, on a obtenu des résultats concordants donnant :

$$\chi = -0{,}725 \,.\, 10^{-6}.$$

Les précautions indiquées ci-dessus semblent suffisantes pour qu'on puisse penser que les phénomènes capillaires n'interviennent pas pour fausser systématiquement les mesures. En tous cas, leur nécessité montre qu'on devra se défier des expériences où les auteurs les ont négligées. D'ailleurs les expériences de Liebknecht et Wills [1] semblent avoir bien démontré que la tension superficielle n'est pas altérée par le champ magnétique.

Malgré cela, il reste une *suspicion* qui a paru nécessiter un montage nouveau qui élimine plus sûrement les effets capillaires ; on a cherché à cet effet à rendre la surface du liquide plane dans le champ magnétique.

12. Mesures avec le champ vertical. — Pour obtenir une surface de liquide diamagnétique *plane* ou sensiblement plane, il faut évidemment que la dépression due aux forces magnétiques, et par suite la valeur absolue du champ (dont la direction n'intervient d'ailleurs pas) soit constante sur toute cette surface.

Or la région de champ constant d'un électro-aimant n'a de dimensions étendues que dans un seul sens : perpendiculairement au champ. Il faut donc rendre ce champ vertical ; redresser l'électro-aimant. Lorsqu'une surface de liquide diamagnétique est ainsi placée entre les pôles d'un électro à axe vertical, elle se creuse dans le

---

(1) Liebknecht et Wills, *Drude's Annalen*, t. I, 1900, p. 182.

champ en une cuvette dont le fond peut être plan (1). Nous avons vu que, dans le cas de l'eau, la dénivellation est de l'ordre du millimètre pour les champs utilisés. Il fallait mesurer cette faible dénivellation.

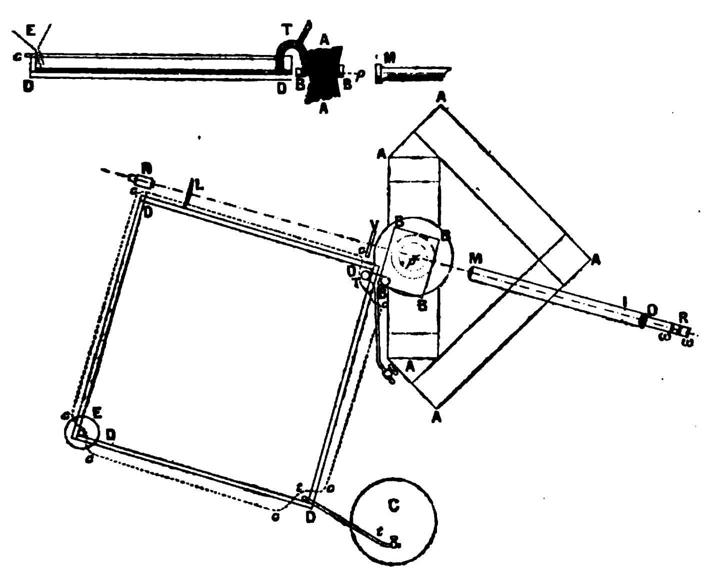


Fig. 9. — Mesure de la dénivellation avec un champ vertical (élévation et plan).

A, électro-aimant.

B, cuve placée dans l'entrefer, la paroi tournée vers M est une glace p ; pointe de verre servant de repère; MIOωRω, viseur formé d'un objectif de lunette M et d'un microscope à faible grossissement OωRω (O, objectif; R, réticule; ωω, oculaire).

D, cuve carrée de surface connue avec son couvercle c.

T, siphon de communication.

E, entonnoir pour mettre l'eau ; ttC, vidange.

N, lampe Nernst qui éclaire le champ du viseur par l'intermédiaire de la lentille L et du verre rouge V (destiné à éviter les aberrations chromatiques).

Comme dans les expériences avec le champ horizontal, on a ramené après excitation de l'électro le liquide dans le champ magnétique à son niveau primitif ; on ajoute de l'eau dans un vase commu-

(1) On peut le montrer en projection, comme on l'a fait pour cette communication, en projetant le contour apparent horizontal d'une surface d'eau placée dans une cuve à faces latérales parallèles, posée sur la pièce polaire inférieure de l'électro-aimant redressé. La lumière d'un arc rendue sensiblement parallèle par une première lentille traverse la cuve. Une deuxième lentille placée après la cuve forme une image du contour apparent sur l'écran.

niquant, qui était une grande cuve carrée en glace de 50 centimètres de côté en communication avec la petite cuve ($9^{cm} \times 12^{cm}$), placée dans l'entrefer par l'intermédiaire d'un siphon large et court[1] (voir la *fig.* 9).

Pour repérer la position du niveau dans l'entrefer de l'électro, on s'est servi de la méthode de Fizeau. On pointe à travers une glace et l'eau, à l'aide d'un bon viseur, une pointe fine de verre noir immergée et son image par réflexion dans la surface libre du liquide.

On s'arrange pour que la pointe et son image soient symétriques par rapport au réticule du viseur. La fidélité de ce repérage est de l'ordre du micron.

13. Marche d'une expérience. Calcul de la dénivellation. — La surface de la grande cuve se déduit aisément de mesures géométriques. Elle était de $2341^{cm^2},4$ [2]. Lorsque la surface de l'eau est déprimée par suite du champ magnétique (voir la *fig.* 10), il faut

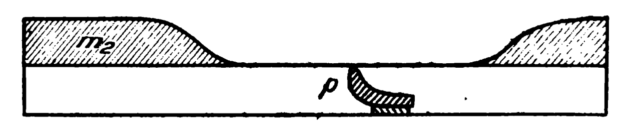


Fig. 10. — Petite cuve. Pour ramener le niveau de l'eau à sa position de repère quand le champ magnétique agit, il a fallu mettre dans la petite cuve m grammes d'eau (portion hachurée).

introduire une masse m d'eau *connue* qui se répartit entre les deux cuves, m_1 grammes dans la grande cuve et m_2 dans la petite. La dénivellation δ que nous cherchons est égale à $\frac{m_1}{S}$, m, m_1, m_2 sont des fonctions du champ magnétisant $\mathcal{H}$, et l'on a :

$$\delta = \frac{m_1}{S} = \frac{m - m_2}{S}.$$

Pour avoir la dénivellation δ, correspondant à chaque valeur du champ, il suffit donc de connaître les fonctions de $\mathcal{H}$, m et m_2.

---

(1) Cette condition était nécessaire pour que les pressions se transmettent rapidement. Les branches du siphon avaient 6 centimètres de haut et $1^{cm},5$ de diamètre.

(2) En tenant compte de l'influence du siphon T et des divers tubes qui plongent dans cette cuve.

On fait à cet effet les deux séries d'expériences suivantes :

1° On ajoute des masses d'eau croissantes et connues dans l'appareil, le siphon T étant *amorcé*, et on modifie le courant magnétisant de manière à amener le niveau à sa position de repère ([1]). On avait ainsi $\mathcal{H}$ en fonction de m, ce qui permettait de construire la courbe de m en fonction de $\mathcal{H}$;

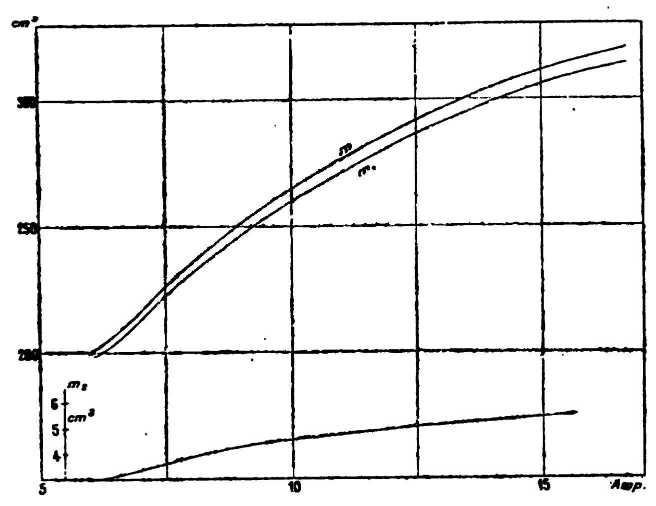


Fig. 11. — Quantités d'eau (m_2, petite cuve ; m, quantité totale ; m_1, grande cuve) ; à ajouter pour rétablir le niveau pour chaque intensité du courant magnétisant.

2° Les valeurs de m_2 s'obtenaient en remarquant que, si l'on *désamorce* le siphon T, la quantité d'eau à introduire dans la petite cuve pour restituer le niveau primitif au centre de l'entrefer, quand le champ $\mathcal{H}$ y règne, est précisément m_2. On désamorce donc le siphon et on ajoute des quantités connues et croissantes m_2 d'eau dans la petite cuve ; on règle le champ de manière à amener le niveau à sa position de repère. On a $\mathcal{H}$ en fonction de m_2. D'où la courbe m_2 en fonction de $\mathcal{H}$.

On en déduit les valeurs $m_1 = m - m_2$ pour chaque valeur du champ. D'où δ. D'où χ.

La *fig.* 11 montre les courbes obtenues pour chaque intensité

(1) Cette technique était plus rapide que celle qui aurait consisté à se donner le courant magnétisant et à chercher la quantité d'eau nécessaire à la restitution du niveau primitif dans l'entrefer.

du courant magnétisant par m, m_1, m_2, et le tableau suivant indique les résultats d'une série d'expériences :

EXEMPLE DE DÉTERMINATIONS (8 août 1911).

Tableau des valeurs de m.

gr.	Température 24°,2 Courant magnétisant. amp.	amp.
200	$\frac{1}{4}$ 23,3	6,805
210	25,5	6,365
220	28,5	7,125
230	30,8	7,7
240	33,8	8,45
250	35,8	8,95
260	38,7	9,675
270	42,0	10,5
280	45,5	11,325
290	49,5	12,375
300	53,5	13,375
320	66,3	15,575

Tableau des corrections m_2.

gr.	amp.	amp.
3,5	26,0	6,5
4,5	40,8	10,2
5,5	64,0	12,0

14. COURBURE DE LA SURFACE LIQUIDE. La méthode employée suppose la surface plane dans l'entrefer. On a vérifié en constatant l'absence d'*astigmatisme* des images éloignées obtenues par réflexion presque rasante sur la portion centrale de la région dénivelée, que cette portion était plane. La mesure de cet astigmatisme eût d'ailleurs permis de mesurer les courbures, et par suite d'effectuer la *correction capillaire* au cas où elle eût été nécessaire. Cette vérification était indispensable parce que, par exemple, dans un tube de 3 centimètres de diamètre (correspondant comme dimensions à la région de champ uniforme), la dénivellation atteint encore $0^{mm},1$ (Quet et Séguin).

15. RÉSULTATS. — Comme les expériences sont faites dans l'air qui est paramagnétique, la quantité χ que l'on déduit de la formule de Quincke :

$$\chi = \frac{2m_1\delta g}{\mathcal{H}^2}$$

représente le *coefficient apparent d'aimantation* par rapport à l'air.

Voici les valeurs qu'on déduit des expériences pour diverses valeurs du champ magnétisant.

Intensité du courant magnétisant (non corrigées) amp.	Champ en gauss	m grammes	m_2 grammes	m_1 grammes	Dénivellation mm	$-\chi \cdot 10^6$
15	18600	312,0	5,5	306,5	1,313	0,744
12,5	17950	292,0	5,0	287,0	1,229	0,748
10	17094	264,0	4,5	259,5	1,111	0,746
7,5	15700	226,5	3,5	223,0	0,955	0,760

La divergence de la valeur correspondant à 7amp,5 peut s'expliquer par la moindre précision des mesures de champ et de dénivellation et par la moindre uniformité du champ magnétique.

En prenant la valeur correspondant à 10 ampères de courant magnétisant, pour laquelle le champ magnétique a été mesuré avec le plus de précision, et en admettant pour susceptibilité de l'air atmosphérique, à 24°,2, $+ 0{,}026 \cdot 10^{-6}$ (d'après Du Bois), le coefficient d'aimantation de l'eau distillée bouillie est égal à :

$$\chi = - 0{,}720\ 10^{-6}$$

par rapport au vide à la température de 24°, 2.

Je n'ai pas pu faire une série d'expériences en hiver ; il serait en effet désirable de savoir si le coefficient de variation du coefficient d'aimantation de l'eau avec la température est nul, comme le pensait Curie, ou égal à — 0, 002, comme l'ont trouvé divers auteurs.

15. Conclusions. — Si cette détermination se confirme, on voit qu'il faudra changer les valeurs de la plupart des tableaux de constantes, où les coefficients d'aimantation et les susceptibilités sont rapportés au nombre de Curie.

Quant à la théorie du *magnéton*, que les expériences de Pascal vérifiaient en admettant que $\chi = - 0{,}75 \cdot 10^{-6}$ il faudra entreprendre de nouvelles mesures sur les sels paramagnétiques, qui pourront infirmer la théorie, à moins qu'un heureux hasard ait fait s'entre-détruire des erreurs dans les diverses mesures utilisées dans cette vérification.

DISCUSSION DE LA LOI DES MASSES

Par M. ALB. COLSON.

La démonstration de la loi des masses $\Sigma mlgp = k$ donnée par Van't Hoff a emporté l'adhésion des chimistes. Toutefois elle est en défaut dans le cas des dissociations qui, pourtant, sont des exemples d'équilibres fondamentaux. L'idée de considérer cette loi comme un résultat expérimental, émise en 1888 par M. Le Chatelier [1], était hasardée, puisqu'alors on ne connaissait que les mesures de M. Lemoine concernant l'équilibre de a molécules H^2 sur 1 molécule d'iode I^2, à 440°. Or, ces mesures donnent pour k des valeurs qui vont de 2,8 à 12,1 quand a augmente de 1 à 3,88, ainsi que je m'en suis assuré.

Il est vrai que dans le système $(aH^2 + I^2)$ où l'on fait varier a, condition excellente mais non indispensable à la loi [2], k se rapporte à l'expression :

$$\frac{p_1p_2}{q^2} = k \qquad \text{et non à} \qquad \log\frac{p_1p_2}{q^2}.$$

en appelant p_1 la pression partielle de l'hydrogène, p_2 celle de l'iode, q celle du gaz iodhydrique dans le mélange à 440°. De là, sans doute, l'objection que la plus pure expression de la loi étant l'expression logarithmique, celle-ci, dans le cas considéré, rapprocherait les écarts. Toutefois, en opérant à une température différente, on ne s'étonnerait pas de trouver pour k des valeurs telles, par exemple, que 1,002 et 1,03 assez voisines, mais alors leur logarithme, dont le rapport est de 1 à 14, accentuerait au contraire énormément les écarts. De sorte que parfois l'objection se retourne contre son but.

En somme, cette loi servant à calculer des résultats, il convient que les calculs soient aussi simples que possible, mais surtout qu'ils soient conformes aux résultats de l'expérience. Or, si la constante fondamentale présente des variations considérables, le calcul est incertain ; par suite la loi est sans portée, sinon inexacte.

Précisément je veux prouver qu'en appliquant correctement les

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 20 décembre 1912. — *Équilibres chimiques* (*Ann. des Mines*), p. 109 et 225 ; 1888.
(2) Obligation affirmée aux *Comptes rendus*, t. CLIV, p. 1563.

parois semiperméables aux phénomènes de dissociation sans changement de volume, tels que $aH^2 + I^2$, on arrive à un tout autre résultat que celui de Van't Hoff.

Il y a deux points faibles dans la démonstration de ce savant :

1° On suppose qu'en introduisant simultanément des quantités équimoléculaires αH^2 et αI^2 dans les réservoirs contenant $(aH^2 + I^2)$, sous les pressions respectives p_1 et p_2 qu'elles occupent, dans ce mélange, on ne change à *aucun moment* la nature de ce système, caractérisée par le rapport $\frac{1}{a}$ de l'iode à l'hydrogène, à condition d'extraire en même temps deux molécules d'acide iodhydrique 2HI sous la pression q. On ne songe pas que l'équilibre final est extrêmement lent à atteindre et demande parfois plusieurs semaines, d'après M. Lemoine, d'où il résulte que, si on appelle E la pression provoquée par αH^2, celle du gaz iodhydrique dans le réservoir sera, momentanément du moins, $q - 2\epsilon$, par suite de l'extraction des deux molécules de HI. A cet instant, la pression dans le cylindre étant q, il sera matériellement impossible que ce gaz reste dans cette partie de l'appareil et ne rentre pas dans le réservoir où sa pression est devenue $q - 2\epsilon$;

2° On admet qu'en faisant sortir le gaz HI pur du mélange $(aH^2 + I^2)$, où il est dissocié sous la pression q, ce composé isolé reste inaltéré à une température invariable T, et qu'il ne se dissocie même pas sous l'action d'une dilatation isothermique qui l'amène sous une pression inférieure q' dans le but de le faire rentrer dans un équilibre P'V' caractérisé par la valeur $P' = p'_1 + p'_2 + q'$.

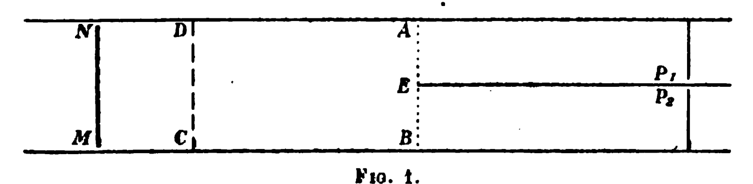


Fig. 1.

Pour parer à ces inconvénients, considérons a molécules H^2 dans un cylindre P_1 et une molécule I^2 dans un autre cylindre P_2, la première étant sous la pression partielle p'_1, la seconde sous la pression p'_2 qu'elles occupaient à température invariable T dans le système P'V'T contenu dans le réservoir ABMN = V'. Leur séparation a été obtenue sans dépense de travail grâce aux parois AE et EB :

la première perméable à l'hydrogène seul, la seconde à l'iode seul. En effet, le travail d'expulsion de $(a+1)$ molécules renfermées en MNBA est égal à $(a+1)$ UP, et il équivaut à celui qu'il a fallu exercer sur les pistons P_1 et P_2, soit ap_1v_1 et p_2v_2, attendu que pour toute molécule gazeuse on a : $U \times P = p_1v_1 = p_2v_2$;

3° Comprimons l'hydrogène aH^2 de p'_1 à p_1 et l'iode de p'_2 à p_2. Pour chaque molécule, il faudra un travail :

$$\int_p^{p'} vdp, \qquad \text{ou mieux} \qquad RT\int_p^{p'} \frac{dp}{p},$$

à cause de la condition $pv = RT$, soit pour les deux gaz :

$$RT[\log p_1^a - \log p_1'^a] + RT[\log p_2 - \log p_2'].$$

3° Ces gaz, refoulés à la température fixe T dans le réservoir ABCD = V à travers leur paroi semiperméable appropriée, reproduiront sans dépense de travail le système PVT caractérisé par $P = p_1 + p_2 + q$;

4° La détente de P à P′ permettra de retourner au système P′V′T, avec un travail $\int_P^{P'} VdP$, qui, rapporté à $(a+1)$ molécule, aura pour valeur :

$$RT[\log P'^{(1+a)} - \log P^{(1+a)}].$$

Dans ce cycle fermé réversible, et absolument correct puisque à aucun moment la composition du mélange initial n'est changée, la somme de ces travaux est nulle. Donc :

$$\log \frac{p_1^a p_2}{P^{(1+a)}} = \log \frac{p_1'^a p_2'}{P'^{(1+a)}} = K.$$

Telle est l'expression rationnelle du phénomène à laquelle conduit la considération des parois semiperméables correctement appliquée. Elle diffère de l'expression classique $\log \frac{p_1p_2}{q^2} = k$, en ce que celle-ci est indépendante de a, tandis que l'autre montre que, *pour chaque valeur de a*, il existe une valeur de K correspondante.

Vérification. — Nous avons déjà dit que les résultats obtenus par M. Lemoine sur les systèmes $(aH^2 + I^2)$ confirment cette conclusion. Ceux de M. Bodenstein (1897-1898), invoqués contre elle,

apportent au contraire une confirmation inattendue, non pas seulement parce que la valeur de k varie de 1,07 à 2,45, mais surtout parce qu'ils montrent que cette variation n'ost pas due à l'imperfection des mesures.

Inscrivons horizontalement le rapport des volumes $\frac{H^2}{I^2}$, c'est-à-dire a; puis, au-dessous, les valeurs de k calculées à l'aide de la formule classique; enfin, dans une troisième ligne horizontale, les valeurs R de l'acide libre à l'acide total possible :

$\frac{H^2}{I^2} = a$........	0,702	1,55	2,538	3,16	0,255	5,05
k.............	1,87	2,02	2,45	1,58	1,60	1,07
R.............	88,9	90	94,75	97,7	98,27	99,1

Dans toute dissociation la proportion R de l'acide non décomposé ou taux de reconstitution augmente avec la pression partielle d'un constituant : H^2 par exemple. A première vue, le tableau précédent va à l'encontre de cette variation continue puisque, pour $a = 0,255$, la valeur de R est fort élevée. Mais si l'on observe que, l'hydrogène et l'iode se combinant à volumes égaux, l'équilibre du système $aH^2 + I^2$ est identique à celui de $(aI^2 + H^2)$ pour une même valeur de a, on est frappé de ce que les valeurs de a : 0,702 et 0,255, inscrites au tableau, coïncident précisément avec les nombres 1,42 et 3.9, qui se rapportent au système $(aI^2 + H^2)$. D'où il résulte que la valeur de R pour $a = 0,702$ doit être inférieure à 90 : elle est 88,9; et que pour $a = 0,255$, elle doit être comprise entre 97,7 et 99 : elle est 98,27.

Les valeurs de k correspondantes doivent, elles aussi, subir un classement analogue. Sans être aussi rigoureux, attendu que cette valeur se calcule avec une précision médiocre, le classement est cependant satisfaisant.

Ces résultats prouvent que les variations de k ne sont pas accidentelles et qu'elles ne tiennent aucunement à ce que la loi du mélange du gaz s'applique mal à une vapeur aussi imparfaite que l'iode à 440°, quoi qu'on ait dit à ce sujet.

Objection de M. J. Carvalho. — Un travail très intéressant de M. J. Carvalho (*Comptes rendus*, 1912, t. CLIV, p. 1590) m'a quelque temps embarrassé, car ce savant arrivait à une conclusion toute différente de la mienne en partant des mêmes prémisses. Par un

artifice des plus ingénieux, M. J. Carvalho parvenait à empêcher la dissociation du gaz iodhydrique isolé dans le cylindre; puis, dans le cas des dissociations sans changement de volume, telles que $aH^2 + I^2$, il restaurait la condition classique :

$$\frac{p_1 p_2}{q^2} = k.$$

Le cycle résultant de son artifice lui donnait en effet l'équation :

$$\frac{p_1 p_2}{(2\varpi + q)^2} = \frac{p'_1 p'_2}{(2\varpi' + q')^2}, \quad \text{ou} \quad \frac{p_1 p_2}{(2\varpi + q)^2} = K_1.$$

Cette égalité, appliquée aux gaz du cylindre qui résultent de la dissociation du gaz iodhydrique pur, et où, par conséquent, $p_1 = p_2 = \varpi$, donne :

$$\frac{\varpi^2}{(2\varpi + q)^2} = K_2, \quad \text{ou} \quad \frac{\varpi}{2\varpi + q} = \sqrt{K_2}.$$

De cette dernière égalité, il tire $q = \omega = \beta q$. Portant cette valeur dans l'expression de K_1, il retrouve la forme classique.

Il n'y a rien à reprendre, au point de vue mathématique, à cette démonstration ; mais, si l'on eût divisé la valeur de K_1 par la valeur de K_2, on eût trouvé $\frac{p_1 p_2}{\omega^2} = k_1$. Comme ϖ est rigoureusement déterminé à T° quand P est constant, c'est-à-dire quand on fait varier a (et par suite $p_1 p_2$ et q) sans changer la pression totale, il s'ensuivrait la condition :

$$p_1 p_2 = C^{te},$$

bien différente de l'expression classique.

Ces deux résultats opposés tirés du cycle de M. Carvalho seraient de nature à mettre en doute la légitimité des parois semiperméables, si l'on ne remarquait que, dans le cycle employé, on fait pénétrer des quantités équimoléculaires αH^2 et αI^2 dans le mélange $aH^2 + I^2$, ce qui ne nous semble pas réalisable, même en retirant simultanément une quantité équivalente de gaz HI. Nous avons indiqué nos doutes sur la possibilité de cette opération au début de ce mémoire.

Cas des dissociations avec changement de volume. — Le raisonnement qui a donné la formule $\frac{p_1^a p_2}{P^{(1+a)}} = K$ ne s'applique pas aux dis-

sociations avec changement de volume telles que $H^2 + O$ (3 vol.) $= H^2O$ (2 vol.), parce que la relation $PV = RT$ est en défaut pour le mélange dissocié. Il en résulte que la condition d'équilibre relative à ces systèmes est fort compliquée et qu'elle échappe à la condition classique.

On peut mettre cette conclusion en évidence, et même en trouver une preuve expérimentale dans les déterminations de M. Lemoine sur la dissociation du bromhydrate d'amylène :

$$C^5H^{11}Br = C^5H^{10} + HBr.$$

En appelant q la pression partielle du composé, p celle de l'amylène, p_1 celle du gaz bromhydrique, la forme classique se réduit ici à $\frac{pp_1}{q} = k$, pour une température donnée. Les mesures prouvent que cette constante k n'apparaît jamais ; les voici : F étant la fraction d'éther $C^5H^{11}Br$, décomposée sous la pression atmosphérique, F' celle qui est décomposée sous une pression dix fois plus faible ; K, K_1 et K_2 étant les constantes qui résultent de ces observations, et qui doivent être égales à une même température, on trouve par application directe de la formule $\frac{pp_1}{q} = k$:

A 170°		A 185°		A 200°	
Pour F = 0,05	K = 6,57	Pour F = 0,28	K_1 = 27	Pour F = 0,50	K_2 = 1.250
Pour F' = 0,28	K = 27,2	Pour F' = 0,54	K_1 = 158	Pour F' = 0,69	K_2 = 384

On voit qu'à 170°, à 185° ou à 200°, la constance de K n'existe pas, et qu'une fois de plus l'expérience confirme mes critiques.

M. Lemoine s'est attaché à prolonger l'action de la température pour atteindre l'équilibre ; il opérait dans des ballons de verre dur de 400 centimètres cubes à 500 centimètres cubes. De mon côté j'ai vérifié qu'effectivement, à température rigoureusement constante, dans la vapeur d'aniline à 182°, il faut environ deux heures pour obtenir une densité invariable, et que, d'autre part, l'action du gaz bromhydrique sur des ballons en verre fusible est insignifiante ; la petite quantité de bromure recueillie dans l'eau de lavage du ballon refroidi correspond en effet à celle qui résulte de la neutralisation de l'acide bromhydrique par la potasse titrée, quelles que soient la pression et la quantité de gaz étrangers. L'alcali du verre basique n'a donc pas été attaqué. Ainsi, sur des ballons de 174 centimètres cubes,

j'ai trouvé avant et après neutralisation :

Acide libre....	$0^{mol},68$	KBr.........	$0^{mol},70$	Gaz étrangers..	$1^{cm^3},2$
Acide libre....	$0^{mol},84$	KBr.........	$0^{mol},85$	Gaz étrangers..	$0^{cm^3},24$

M. Le Chatelier affirme, il est vrai, que « si l'on change la pression des deux composants, en laissant invariable la masse totale de chacun de ces deux corps, la loi des masses est par là même mise hors de cause (*Comptes Rendus*, p. 1564) ». Cette opinion est particulière à M. Le Chatelier, car Van't Hoff et plus récemment M. Nernst (*Chim. gén.*, t. II, p. 18) ont consacré de longues pages à l'étude de l'équilibre de peroxyde d'azote $Az^2O^4 = 2AzO^2$. Or ce système est formé de constituants dont la masse totale est forcément invariable, puisqu'on ne peut les isoler à l'état gazeux.

Bien plus, le principe même de la démonstration classique de Van't Hoff, qui consiste à faire passer réversiblement un système de l'état PVT à l'état P'V'T, implique l'invariabilité des masses totales : $PV = P'V'$.

Conclusion. — La loi des actions de masses n'a pas le caractère de généralité qu'on lui prête. Elle ne s'adapte notamment pas aux phénomènes de dissociation, même pour les gaz dilués.

EMPLOI DE L'ÉLECTROMÈTRE A QUADRANTS POUR LA MESURE DE GRANDES RÉSISTANCES VARIABLES OU POLARISABLES (1);

Par M. P. VAILLANT.

1° L'emploi de l'électromètre à quadrants pour la détermination des résistances est limité en courant continu à des valeurs relativement très grandes de ces dernières. En désignant par α l'élongation à l'instant t, α_0 l'élongation limite, R la résistance interposée entre l'électromoteur et une des paires de quadrants (*fig.* 1), C la somme des capacités de l'électromètre et du condensateur en dérivation, la charge de l'instrument se fait suivant la loi :

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\alpha_0 - \alpha}{CR}, \tag{1}$$

---

(1) Mémoire reçu au mois de novembre 1912.

ou

(2) $$L \frac{\alpha_0}{\alpha_0 - \alpha} = \frac{t}{CR}.$$

En général, on se contente de mesurer $\frac{d\alpha}{dt}$ dans les premiers instants; α étant alors négligeable devant α_0 :

(3) $$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\alpha_0}{CR} = \frac{\Delta\alpha}{\Delta t}.$$

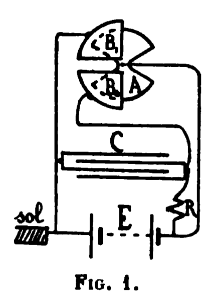


Fig. 1.

Mais, en se limitant à la faible approximation de $\frac{1}{100}$, cette équation n'est applicable jusqu'aux limites de Δt que si

$$\alpha_0 - \alpha_{\Delta t} \geqq 0{,}98\alpha_0,$$

ce qui entraîne :

$$CR \geqq \frac{1}{2} \times 10^2 \Delta t,$$

ou, en admettant que Δt est déterminé à $\frac{1}{2}$ seconde près, ce qui fixe comme Δt minimum 50 secondes :

$$CR \geqq \frac{10^4}{4}.$$

Les capacités dont on dispose ne dépassant guère 10^{-6}, on a comme minimum des résistances mesurables par ce procédé :

$$R \geqq \frac{1}{4} \cdot 10^{10} \text{ ohms}.$$

2° On peut abaisser cette limite en notant, au lieu de $\frac{\Delta\alpha}{\Delta t}$, le

temps T que met le spot à atteindre un α déterminé α_1. Comme on peut calculer α_0, cela revient à fixer $L\frac{\alpha_0}{\alpha_0-\alpha_1}=m$. On a d'ailleurs d'après (2) :

$$\frac{T}{R}=Cm. \tag{4}$$

Le temps T est proportionnel à la résistance à mesurer.

Au même ordre d'approximation de $\frac{1}{100}$, T ne peut être inférieur à 50 secondes :

$$CRL\frac{\alpha_0}{\alpha_0-\alpha_1}\geqq 50. \tag{5}$$

A moins de procédés d'enregistrement spéciaux, la vitesse de passage du spot par α_1 ne doit guère dépasser 1 mm/sec.

$$\frac{\alpha_0-\alpha_1}{CR}\leqq 1$$

ou

$$\alpha_0\leqq\alpha_1+CR.$$

La condition (5) sera *a fortiori* satisfaite si on a :

$$CRL\frac{\alpha_1+CR}{CR}\geqq 50.$$

Le maximum de α_1 est 500; on en conclut :

$$CR\geqq 20,$$

condition qui sera satisfaite pour des valeurs de R, d'autant plus faibles que C est plus grand. Avec $C=10^{-6}$, on aura la limite

$$R\geqq 2\times 10^7 \text{ ohms}.$$

3° Aucune des méthodes précédentes ne s'applique aux résistances polarisables ou qui varient avec le temps. Pour les résistances lentement variables, on peut à la rigueur noter les valeurs de α pour diverses valeurs de t et appliquer la formule (2) sous la forme

$$CL\frac{\alpha_0}{\alpha_0-\alpha}=\int\frac{dt}{R}. \tag{6}$$

L'expérience permettra de déterminer la fonction $\int \frac{dt}{R}$, d'où l'on tirera $\frac{1}{R}$ en fonction de t. Mais $\frac{1}{R}$ se déduisant d'un coefficient angulaire sera toujours assez mal déterminé.

4° D'ailleurs la méthode reste inapplicable aux résistances que polarise le courant ou aux résistances rapidement variables. Cependant, dans ce cas encore, il peut être avantageux de faire usage de l'électromètre à quadrants, mais à la condition de substituer aux f. é. m. continues des f. é. m. alternatives. L'équation du phénomène se trouve d'ailleurs complètement modifiée : l'élongation limite α_0 devient fonction de la résistance interposée et peut en fournir la mesure. En même temps la limite d'emploi de la méthode se trouve encore abaissée.

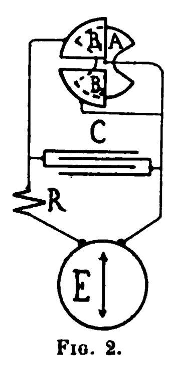


Fig. 2.

Supposons un électromoteur de f. é. m. efficace E relié par un pôle à l'aiguille et une des paires de quadrants de l'électromètre (*fig.* 2), tandis que l'autre pôle communique à la seconde paire de quadrants par l'intermédiaire de la résistance R à mesurer. Supposons en outre, comme précédemment, un condensateur dérivé sur l'électromètre, la somme des deux capacités étant égale à C. En supposant R assez grand pour rendre négligeable la résistance du reste du circuit et en désignant par L la self de ce dernier et ω la pulsation du courant, on aura entre les deux paires de quadrants la différence de potentiel efficace :

$$\frac{E}{\omega C \left[R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}.$$

Si k est la constante de l'électromètre, le spot se fixera à la limite :

$$\alpha_0 = \frac{kE^2}{\omega^2C^2\left[R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2\right]}. \tag{7}$$

Avec $C = 10^{-6}$ et $\omega = 300$, $\frac{1}{\omega^2 C}$ est d'ordre 10. Si L n'est pas d'ordre supérieur, $\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2$ sera d'ordre 10^7 et, à l'approximation de $\frac{1}{500}$, négligeable devant R^2 dès qu'on aura

$$R \geqq 5 \times 10^4 \text{ ohms.}$$

Il en sera encore de même pour les valeurs plus petites de C, à condition qu'on ait toujours :

$$CR \geqq 0{,}05. \tag{8}$$

Si cette condition est satisfaite, on pourra, au lieu de (7), écrire :

$$\alpha_0 = \frac{kE^2}{\omega^2C^2} \cdot \frac{1}{R^2}. \tag{9}$$

L'élongation limite sera inversement proportionnelle au carré de la résistance cherchée.

La f. é. m. E doit évidemment être prise assez grande pour qu'en se plaçant dans les conditions limites, $CR = 0{,}05$, α_0 soit au moins d'ordre 10^2. Cette condition est tout juste remplie avec un électromètre Curie de constante 3 et une f. é. m. de 120 volts ($\alpha_0 = 200$) ; une f. é. m. légèrement supérieure deviendrait nécessaire avec un électromètre moins sensible.

Il convient d'ailleurs d'ajouter que, si l'on prend directement la f. e. m. sur un réseau urbain, la précision de la méthode est toujours limitée à une faible valeur par les variations de tension du réseau. Il est plus avantageux de passer par l'intermédiaire d'une petite commutatrice, alimentée de courant continu par une batterie d'accumulateurs par exemple, et fournissant du courant alternatif. Avec une commutatrice bipolaire tournant à 20 tours/seconde et donnant 60 volts alternatifs, on est dans des conditions de sensibilité un peu supérieures à celles que j'ai d'abord supposées (tension de 120 volts et fréquence de 50). Si la condition (8) est remplie, la f. é. m. et la

pulsation n'interviennent que par leur rapport, et la position du spot est sensiblement indépendante des petites variations accidentelles de vitesse de la machine.

4° Si la résistance à mesurer est trop petite, ou l'électromètre trop peu sensible pour qu'on puisse satisfaire à la condition (8), on pourra en général améliorer les résultats en substituant à (9) l'équation :

$$\alpha_0 = \frac{kE^2}{\omega^2 C^2 R^2 + 1}, \qquad (10)$$

qui ne diffère de l'équation exacte que parce qu'on a négligé ωL devant $\frac{1}{\omega C}$.

J'ai vérifié directement cette formule (10) sur une commutatrice de faible puissance qui, à la vitesse de 16 tours/seconde, ne donnait que 13 volts alternatifs. L'électromètre que j'utilisais était d'ailleurs moins sensible qu'un Curie et n'avait pour constante que 1,6. Aussi, dans ces conditions, n'obtenait-on de déviations sensibles qu'avec des résistances relativement faibles pour lesquelles la relation (8) était loin d'être satisfaite.

Une première vérification consiste à modifier simultanément C et R de façon que CR reste constant et à s'assurer que α_0 reste également constant. Le tableau suivant montre qu'il en est à très peu près ainsi :

$CR = 10^{-3}$						
	$R \times 10^{-4}$	1	2	4	5	10
	α_0 (mm)	129,0	129,5	128,1	128,5	129,0

Les écarts ne dépassent pas $\frac{1}{200}$ de la valeur moyenne et peuvent être mis sur le compte des variations de vitesse de la machine (avec la formule (10), en effet, cette vitesse intervient directement).

En second lieu on peut faire varier C avec R constant et s'assurer de la constance de l'expression :

$$A = \alpha_0 (\omega^2 C^2 R^2 + 1).$$

Les valeurs obtenues pour celle-ci croissent légèrement avec C, ce qu'on peut attribuer à ce que la valeur de ω déterminée au tachymètre est un peu trop faible, le tachymètre formant frein appré-

ciable avec une machine d'aussi faible puissance :

$R = 10^4$	$C \times 10^7$	1	2	5	10
	A observés	268,9	268,1	265,5	260,1
	A corrigés	269,2	268,9	269,7	269,8

Enfin, si on forme le produit de la constante de l'électromètre par le carré de la f. é. m. efficace fournie par la machine, on trouve :

$$k \times E^2 = 1,60 \times \overline{13,0}^2 = 269,8,$$

nombre égal à ceux du tableau (2e colonne) à l'ordre d'approximation des mesures. En calculant la valeur de ω sur ce résultat et l'équation (10) appliquée à la quatrième mesure ($C = 10^{-6}$), on trouve $\omega = 104,24$ au lieu de $\omega = 100,5$ observé au tachymètre et, si on corrige les ωCR en tenant compte de cette nouvelle valeur de ω, on obtient la troisième ligne du tableau dont les nombres s'accordent à près du cinq centième.

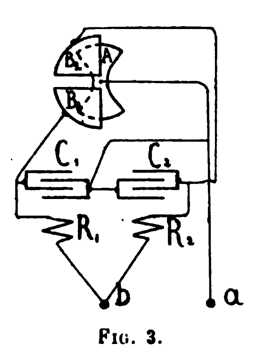


Fig. 3.

5° La méthode que nous venons d'indiquer est très propre à l'étude des variations d'une résistance sous une cause quelconque, puisque ces variations interviennent au carré dans celles de l'élongation α_0. Les résistances étudiées peuvent être d'ailleurs des résistances polarisables, des résistances liquides en particulier. Mais, lorsqu'il s'agit de résistances constantes, auxquelles la méthode en courant continu ne peut s'appliquer, simplement parce qu'elles sont polarisables, on substituera avantageusement à la méthode qui précède une méthode de réduction à zéro qui a le double avantage d'être plus sensible et d'être indépendante des variations de f. é. m. comme la méthode du pont de Wheatstone, à laquelle elle est supérieure pour les résis-

tances très grandes. Les variations de tension étant sans influence, la f. é. m. peut être directement empruntée à un réseau de distribution.

Le dispositif de montage est le suivant (*fig.* 3). Une des bornes *a* du réseau communique directement à l'aiguille A de l'électromètre et l'autre borne *b* simultanément aux deux paires de quadrants B_1, B_2 par l'intermédiaire des deux résistances à comparer R_1 et R_2. Deux capacités C_1 et C_2 sont reliées par une armature à l'aiguille, et par l'autre, respectivement, aux deux paires de quadrants.

Appliquons le second théorème de Kirchhof au circuit dérivé $bC_1B_1AB_2C_2b$. Si $i_1 = I_1 \sin \omega t$, $i_2 = I_2 \sin(\omega t + \alpha)$ sont les courants instantanés dans les deux branches, on aura :

$$(11) \quad I_1R_1 \sin \omega t - \frac{I_1}{C_1\omega} \cos \omega t = I_2R_2 \sin(\omega t + \varphi) - \frac{I_2}{C_2\omega} \cos(\omega t + \varphi).$$

A l'instant *t*, la différence de potentiel entre les deux paires de quadrants a pour valeur :

$$\frac{I_1}{C_1\omega} \cos \omega t - \frac{I_2}{C_2\omega} \cos(\omega t + \varphi).$$

L'aiguille restera au zéro si cette différence est nulle quelle que soit *t*, c'est-à-dire si on a :

$$\varphi = 0, \qquad \text{et} \qquad \frac{I_1}{I_2} = \frac{C_1}{C_2},$$

d'où l'on conclut d'après (11) :

$$(12) \qquad C_1R_1 = C_2R_2.$$

Si C_1, C_2 et R_2 sont connus, on tirera R_1 de cette égalité.

Le minimum de C_1 est représenté par la capacité d'une moitié de l'électromètre qui est de l'ordre de 10^{-10}. En admettant d'autre part que le maximum de C_2 soit d'ordre 10^{-6}, on en conclut que le maximum de $\frac{R_1}{R_2}$ est d'ordre 10^4. Avec une boîte de comparaison de 10^5 ohms, on pourra mesurer des résistances allant jusqu'à 10^9 (1).

6° J'ai vérifié la formule (12) à l'aide de l'électromètre de cons-

(1) Il n'est guère possible, d'ailleurs, d'aller plus loin sans dépasser la limite de sensibilité de la méthode.

tante 1,6 déjà utilisé plus haut. La f. é. m. alternative était empruntée à la distribution de la ville. On n'employait d'ailleurs qu'une partie de la tension totale, 40 volts environ. La capacité C_1 étant fixe et égale à $0,935 \times 10^{-6}$, on donnait à R_2 et C_2 des valeurs variables et on déterminait chaque fois la valeur de R_1 correspondant à l'équilibre. Les résultats sont rassemblés dans le tableau suivant :

$R_2 \times 10^{-4}$	$C_2 \times 10^7$	$C_2R_2 \times 10^4$	R_1 (ohms)	$\frac{C_1R_1}{C_2R_2}$
1	10	100	10.705	1,0009
2	5	100	10.701	1,0005
3	3,3	99	10.580	0,9992
4	2,5	100	10.698	1,0003
5	2	100	10.692	0,9997
6	1,7	102	10.898	0,9990
7	1,4	98	10.486	1,0004
9	1,1	99	10.588	1,0000
10	1	100	10.681	0,9987

Les écarts ne dépassent pas le millième [1].

7° On peut d'ailleurs aisément comparer la sensibilité de la méthode à celle de la méthode de Kohlrausch (pont de Wheatstone en courant alternatif).

Supposons une f. é. m. alternative E agissant sur un pont dont les quatre branches portent des résistances égales R ; aucun courant ne passe dans le galvanomètre ; mais, si on augmente l'une des résistances de ΔR, celui-ci est traversé par le courant :

$$\Delta i = \frac{E}{4R^2} \cdot \Delta R, \tag{13}$$

la résistance de l'électromoteur et celle du galvanomètre étant supposées négligeables.

La sensibilité des galvanomètres pour courant alternatif ne dépasse guère le microampère (thermo-galvanomètre Duddell) ; en admettant comme limite 10^{-7} ampères (élongation de 0,1 millimètre), on devra, pour constater la rupture d'équilibre, avoir :

$$\Delta R \geqq \frac{4R^2}{E} \times 10^{-7}.$$

Supposons, pour fixer les idées, E = 40 volts et R = 1 mégohm :

---

(1) Les résistances R_2 n'étaient pas connues à une approximation supérieure.

la condition précédente deviendra :

$$\Delta R \geqq 10^4.$$

Les résistances de l'ordre du mégohm ne seront donc connues qu'au centième près par ce procédé.

Supposons maintenant les mêmes conditions de f. é. m. et de résistance avec l'électromètre à quadrants dont j'ai parlé, de constante 1,6, par conséquent de sensibilité très moyenne. En supposant $\omega = 300$, on obtiendrait par la méthode décrite au § 4, avec une capacité de 10^{-8} farads, une élongation de 250 millimètres environ. On peut admettre que la méthode du § 5 n'est que la précédente dans laquelle la déviation α_0 est compensée par une déviation égale en sens inverse. On peut donc calculer les conditions de rupture d'équilibre sur l'une des formules (9) ou (10). Dans le cas présent, il convient d'appliquer la formule (10), $\omega^2C^2R^2$ étant à peine supérieur à l'unité. On en tire :

(14) $$\Delta\alpha_0 = kE^2 \cdot \frac{2\omega^2C^2R}{(\omega^2C^2R^2 + 1)^2} \cdot \Delta R,$$

ou en remplaçant les lettres par leurs valeurs :

$$\Delta\alpha_0 = \frac{1}{2} \times 10^{-3}\Delta R.$$

En fixant comme précédemment pour limite inférieure de $\Delta\alpha_0$ 0,1 millimètre, il suffira, pour constater la rupture d'équilibre, qu'on ait :

$$\Delta R \geqq 200 \text{ ohms}.$$

Le mégohm pourra donc être déterminé à plus du millième près [1].

[1] Il existe une méthode de comparaison des résistances assez analogue à celle du § 5 ; c'est celle dans laquelle on équilibre au pont de Wheatstone les deux résistances à comparer au moyen de deux capacités. En supposant l'équilibre réalisé à l'aide de deux résistances égales R et de deux capacités égales C, si l'on trouble cet équilibre en augmentant l'une des résistances de ΔR, on a dans le galvanomètre le courant :

$$\Delta I = \frac{E}{2R\left(R^2 + \frac{1}{\omega^2C^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \Delta R,$$

la résistance de l'électromoteur et celle du galvanomètre étant supposées négligeables devant R. Comme on voit, l'ordre de sensibilité est le même que dans la méthode de Kohlrausch, c'est-à-dire du centième environ pour des résistances de l'ordre du méghom.

8° Les équations (7), (9), (10) et (12) supposent que la distribution des potentiels efficaces le long du circuit a atteint sa loi de régime. En admettant que les résistances R interposées en retardent l'établissement, comme s'il s'agissait de courants continus, on aura d'après (2), en désignant par T le temps que met $\alpha_0 - \alpha$ à devenir plus petit que les erreurs de lecture (0,1 millimètre),

$$T < \mathrm{CRL}\,(10\alpha_0).$$

Dans les deux méthodes que nous venons d'indiquer, CR ne dépasse jamais quelques dixièmes ; comme d'autre part le maximum de α_0 est 500, T n'est qu'une fraction de seconde (il n'est pas tenu compte bien entendu de l'inertie de l'aiguille).

L'ABERRATION CENTRALE DANS LES LENTILLES COMPLEXES. RELATION ENTRE L'ABERRATION CENTRALE ET L'ASTIGMATISME AUX BORDS DU CHAMP;

Par M. H. VIOLETTE.

Les ouvrages d'optique géométrique ne traitent généralement des aberrations des lentilles que dans des cas relativement simples, et il est souvent malaisé d'y découvrir quelle méthode suivre pour faciliter les recherches de l'opticien.

La méthode suivante, qui, à titre d'exemple, a été appliquée à l'étude d'une lentille à trois verres collés, par suite à un cas assez complexe, donne à la fois le moyen de calculer les courbures pour obtenir une aberration centrale déterminée et celui de connaître immédiatement l'astigmatisme des images sur les bords du champ.

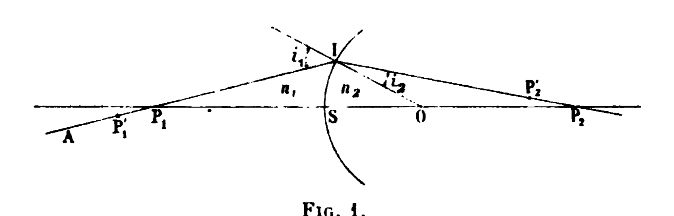


Fig. 1.

I. *Définitions et notations.* — 1° Si l'on considère un dioptre S sphérique de centre O, de rayon R, séparant deux milieux transpa-

rents d'indice n_1 et n_2, un pinceau lumineux très mince, dont les axes, de chaque côté du dioptre, sont P_1I et IP_2 (*fig.* 1) et, sur ces axes, d'une part les images méridiennes conjuguées P'_1 et P'_2, d'autre part les images radiales conjuguées P_1, P_2.

Posons :

$$IP_1 = P_1, \quad IP'_1 = P'_1, \quad IP_2 = P_2, \quad IP'_2 = P'_2;$$
$$AP_1 - AP'_1 = \lambda_1, \quad IP_2 - IP'_2 = \lambda_2;$$
$$\sigma_1 = \frac{n_1\lambda_1}{P_1P'_1}, \quad \sigma_2 = \frac{n_2\lambda_2}{P_2P'_2};$$
$$i_1 - i_2 = 2d, \quad i_1 + i_2 = 2s.$$

On sait que ces diverses grandeurs sont reliées entre elles par les relations suivantes identiques entre elles :

$$\sigma_2 = \sigma_1 + \frac{n_2}{P'_2}\sin^2 i_2 - \frac{n_1}{P'_1}\sin^2 i_1 = \sigma_1 + \sin i_1 \sin i_2 \left[\frac{n_1}{P'_2} - \frac{n_2}{P'_1}\right],$$
$$\sigma_2 = \sigma_1 + (n_2 - n_1)\operatorname{tang}^2 i_2 \left[\frac{1}{R}\frac{\cos d}{\cos s} - \frac{1}{P'_1}\frac{n_2 + n_1}{n_1}\right],$$
$$\sigma_2 = \sigma_1 + (n_2 - n_1)\operatorname{tang}^2 i_1 \left[\frac{1}{R}\frac{\cos d}{\cos s} - \frac{1}{P'_2}\frac{n_2 + n_1}{n_2}\right].$$

Pour une première approximation, il suffira d'écrire :

$$\sigma_2 - \sigma_1 = i_1 i_2\left(\frac{n_1}{P'_2} - \frac{n_2}{P'_1}\right) = (n_2 - n_1)\, i_2^2 \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{P'_1}\frac{n_2 + n_1}{n_1}\right]$$
$$= (n_2 - n_1)\, i_1^2 \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{P'_2}\frac{n_2 + n_1}{n_2}\right].$$

Pour simplifier le langage, nous nommerons :

λ, longueur de l'astigmatisme ou astigmatisme absolu ;

σ, astigmatisme relatif, puisqu'en effet σ dépend essentiellement de la position du point I par rapport à l'un des points P.

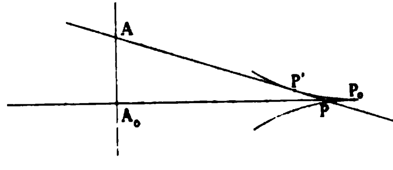


FIG. 2.

2° Si l'on considère (*fig.* 2) la caustique correspondant, dans un système centré, à l'image d'un point situé sur l'axe du système et

l'un des rayons marginaux AP'P qui touche la caustique en P' et l'axe en P :

P'P est l'astigmatisme absolu du rayon AP'P ;

PP_0 est l'aberration centrale et, si l'on s'en tient à une première approximation, on sait que

$$P'P = 2PP_0.$$

L'étude de l'astigmatisme du rayon marginal AP fera donc connaître en même temps, en première approximation, la valeur de l'aberration centrale.

II. Cherchons, d'après cela, à étudier le système assez complexe formé par trois verres collés, le type de l'anastigmat photographique, par exemple.

Puisqu'il s'agit d'une première approximation simplement destinée à servir de guide à des calculs plus précis, nous supposerons :

Les épaisseurs négligeables ;

Les distances telles que P'I, PI, P_0I_0, AI', égales entre elles, lorsqu'elles entrent comme paramètres dans les expressions de différences P'P, A'A, PP_0.

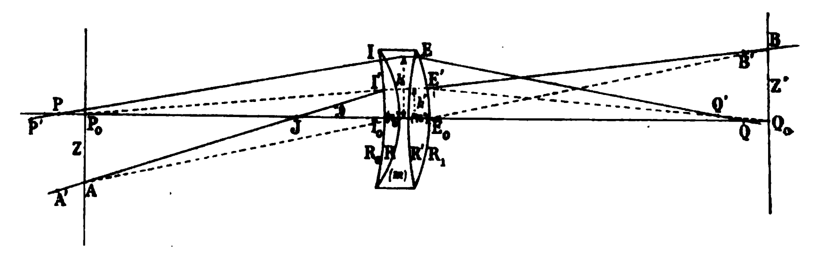


Fig. 3.

La distance focale du système étant f, et toutes les grandeurs étant positives lorsqu'elles ont le même sens que dans la *fig.* 3, posons :

$$f : \overline{I_0P_0} = x_0, \quad f : R_0 = a_0, \quad f : R = b;$$
$$f : E_0Q_0 = y_1, \quad f : R' = a', \quad f : R_1 = e;$$
$$x_0 + y_1 = 1, \quad (n_0 - 1)(b - a_0) - (m - 1)(b + a') + (n' - 1)(a' + e) = 1.$$

Appelons i_0, i', i, i_1, les angles d'incidence ou d'émergence du rayon marginal PIEQ sur les quatre surfaces des trois verres supposés décollés.

On aura :

$$
\begin{aligned}
i_0 &= \frac{h}{P_0} - \frac{h}{R_0} = \frac{h}{f}\left(\frac{f}{P_0} - \frac{f}{R_0}\right) = \frac{h}{f}(x_0 - a_0) = \frac{h}{f}\omega_0,\\
i &= \qquad\qquad\qquad\qquad\quad = \frac{h}{f}(y_0 + b) = \frac{h}{f}\omega,\\
i'' &= \qquad\qquad\qquad\qquad\quad = \frac{h}{f}(x_1 + a') = \frac{h}{f}\omega',\\
i_1 &= \qquad\qquad\qquad\qquad\quad = \frac{h}{f}(y_1 + c) = \frac{h}{f}\omega_1,
\end{aligned}
$$

avec les relations :

$$
\begin{aligned}
x_0 + y_0 &= (n_0 - 1)(b - a_0), & \omega_0 &= x_0 - a_0,\\
y_0 + x_1 &= (m - 1)(b + a'), & \omega &= y_0 + b,\\
x_1 + y_1 &= (n' - 1)(a' + c), & \omega' &= x_1 + a',\\
& & \omega_1 &= y_1 + c.
\end{aligned}
$$

On en conclut d'abord :

$$
(1)\qquad
\begin{aligned}
\omega_0 + \omega &= n_0(b - a_0), & \omega_0 &= x_0 - a_0,\\
\omega + \omega' &= m(b + a'),\\
\omega' + \omega_1 &= n(a' + c).
\end{aligned}
$$

Ces dernières relations seules seront utiles par la suite, les précédentes n'étant utilisées que pour la démonstration des résultats.

Exprimons maintenant l'astigmatisme relatif introduit par le système sur le rayon PIEQ.

La première surface donne :

$$
\frac{n_0 - 1}{n_0^2}\, i_0^2 \left(-\frac{1}{R_0} + \frac{n+1}{P_0}\right) = \frac{n_0 - 1}{n_0^2}\,\frac{h^2}{f^3}\,[(n_0 + 1)(x_0 - a_0) + n_0 a_0]\,\omega_0^2.
$$

Le facteur $\frac{h_2}{f^3}$ provient de nos notations, nous le retrouverons pour toutes les surfaces, de telle sorte que l'astigmatisme total pourra s'écrire :

$$
S\,\frac{h^2}{f^3},
$$

et l'on aura :

$$
\begin{aligned}
S = &+ \frac{n_0 - 1}{n_0^2}[(n_0 + 1)(x_0 - a_0) + n_0 a_0]\,\omega_0^2 && \text{1}^{\text{re}}\ \text{surface} \\
&+ \frac{n_0 - 1}{n_0^2}[(n_0 + 1)(y_0 + b) - n_0 b]\,\omega^2 && \text{2}^{\text{e}}\ \text{—}
\end{aligned}
\quad \Big\}\ \text{1}^{\text{er}}\ \text{verre} \ \text{—}
$$

$$S = -\frac{m-1}{m^2}[(m+1)(y_0+b)-mb]\,\omega^2 \qquad \text{1}^{\text{re}} \text{ surface} \quad 2^{\text{e}} \text{ verre}$$
$$-\frac{m-1}{m^2}[(m+1)(x_1+a')-ma']\,\omega'^2 \qquad 2^{\text{e}} \quad — \quad —$$
$$+\frac{n'-1}{n^2}[(n'+1)(x_1+a')-n'a']\,\omega'^2 \qquad \text{1}^{\text{re}} \text{ surface} \quad 3^{\text{e}} \text{ verre}$$
$$+\frac{n-1}{n^2}[(n'+1)(y_1+c)-n'c]\,\omega_1^2 \qquad 2^{\text{e}} \quad — \quad —$$

Ainsi S est de la forme :

$$S = A\omega_0^2 + B\omega^2 + D\omega'^2 + E\omega_1^2.$$

Avant d'aller plus loin, considérons le rayon AI'E'B appartenant, non plus à l'image axiale $P'PP_0$, mais à l'image AA' et à sa conjuguée BB' sur les bords du champ. Ce rayon va être chargé par le système d'un astigmatisme relatif $\sum \frac{h'^2}{f^3}$ qu'il s'agit de calculer en même temps que S.

Pour cela nous remarquerons qu'avec l'approximation admise, le rayon AI' fait avec le rayon P_0I' un angle constant : c'est précisément l'angle :

$$\widehat{P_0I'A} = \widehat{P_0I_0A} = \widehat{BE'Q_0} = \widehat{BE_0Q_0} = \frac{Z}{P_0} = \frac{Z'}{q_1} = \frac{h'}{f}\,u.$$

Dès lors :

$$\Sigma = A(\omega_0+u)^2 + B(\omega-u)^2 + D(\omega'+u)^2 + E(\omega_1-u)^2,$$
$$\Sigma = S + 2u(A\omega_0 - B\omega + D\omega' - E\omega_1) + u^2(A+B+D+E).$$

D'ailleurs :

$$A = \left(1-\frac{1}{n_0^2}\right)\omega_0 + \left(1-\frac{1}{n_0}\right)a_0,$$
$$B = \left(\frac{1}{m^2}-\frac{1}{n_0^2}\right)\omega + \left(\frac{1}{n_0}-\frac{1}{m}\right)b,$$
$$D = \left(\frac{1}{m^2}-\frac{1}{n_2'}\right)\omega' + \left(\frac{1}{n}-\frac{1}{m}\right)a',$$
$$E = \left(1-\frac{1}{n^2}\right)\omega_1 + \left(\frac{1}{n}-1\right)c,$$

d'où l'on déduit déjà :

$$A + B + D + E = 1.$$

S se développe alors de la manière suivante :

$$S = \left| \begin{array}{l} + \omega_0^3 + \omega_0^2 a_0 + \omega_1^3 - c\omega_1^2, \\ - \frac{1}{n_0^2}(\omega_0^3 + \omega^3) - \frac{1}{n_0}(a\omega_0^2 - b\omega^2), \\ + \frac{1}{m^2}(\omega^3 + \omega'^3) - \frac{1}{m}(b\omega^2 + a'\omega'^2), \\ - \frac{1}{n^2}(\omega'^3 + \omega_1^3) + \frac{1}{n}(a'\omega'^2 + c\omega'^2). \end{array} \right.$$

Considérons l'une des lignes ci-dessus, par exemple :

$$\frac{1}{m^2}(\omega^3 + \omega'^3) - \frac{1}{m}(b\omega^2 + a'\omega'^2).$$

$b\omega^2$ peut s'écrire $b(\omega + \omega')^2 - 2b\omega'(\omega + \omega') + b\omega'^2$.

$$b\omega^2 + a'\omega'^2 = b(\omega + \omega')^2 - 2b\omega'(\omega + \omega') + \omega'^2(b + a'),$$

mais

$$\omega + \omega' = m(b + a'),$$

d'où :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{m^2}(\omega^3 + \omega'^3) - \frac{1}{m}(b\omega^2 + a'\omega'^2) \\ & = \frac{\omega + \omega'}{m}\left[\frac{\omega^2}{m} - \frac{\omega\omega'}{m} + \frac{\omega'^2}{m} - b(\omega + \omega') + 2b\omega' - \frac{\omega'^2}{m}\right] \\ & = \frac{\omega + \omega'}{m}\left[\frac{\omega}{m}(\omega - \omega') - b(\omega - \omega')\right] \\ & = (b + a')(\omega - \omega')\left(\frac{\omega}{m} - b\right); \end{aligned}$$

finalement :

$$\begin{aligned} S = \omega_0^2 x_0 + \omega_1^2 y_1 & + (b - a_0)(\omega - \omega_0)\left(a_0 + \frac{\omega_0}{n_0} = b - \frac{\omega}{n_0}\right) \\ & + (b + a')(\omega' - \omega)\left(b - \frac{\omega}{m} = \frac{\omega'}{m} - a'\right) \\ & + (a' + c)(\omega_1 - \omega')\left(\frac{\omega'}{n} - a' = c - \frac{\omega_1}{n}\right). \end{aligned} \quad (2)$$

Cette expression donne déjà le moyen facile de vérifier une hypothèse.

On verra qu'on peut aller plus loin.

Revenons à l'expression de Σ :

$$\Sigma = S + 2u(A\omega_0 - B\omega + D\omega' - E\omega_1) + u^2.$$

Cherchons

$$M = A\omega_0 - B\omega + D\omega' - E\omega_1$$

On aura, en suivant la même méthode de développement que pour S :

$$(3)\qquad \begin{aligned} M = \omega_0 x_0 - \omega_1 y_1 - (b - a_0)\left(a_0 + \frac{\omega_0}{n_0}\right) \\ + (b + a')\left(b - \frac{\omega}{m}\right) \\ - (c + a')\left(\frac{\omega'}{n} - a'\right). \end{aligned}$$

Supposons en particulier que les rayons AI'B soient astreints à passer par un diaphragme J à distance Δ du système, et posons :

$$JI_0 = \Delta = f\delta, \qquad \widehat{I'JI_0} = \theta,$$

$$\frac{h'}{f} u = \widehat{P_0 I'A} = \delta\theta u = \theta(1 - \delta x_0),$$

$$\frac{h'^2}{f^3}\Sigma = \frac{\theta^2}{f}[\delta^2 S + 2M\delta(1 - \delta x_0) + (1 - \delta x_0)^2].$$

Si en particulier $\delta = 0$, on retrouve l'expression simple :

$$\frac{h'^2}{f^3}\Sigma = \frac{\theta^2}{f}.$$

La connaissance de M et S nous renseigne donc à la fois sur l'aberration centrale et sur l'astigmatisme des images au bord du champ. Mais il s'agit de déterminer, d'après un résultat cherché, quelles doivent être les valeurs des courbures.

Supposons choisie la répartition des distances focales des verres constituants en observant qu'il y en a trois et qu'elles ne sont en principe soumises qu'à deux conditions (distance focale résultante et achromatisme), que par suite ce choix est bien libre, sous la seule réserve de ces deux conditions.

Ce choix étant fixé :

$$\begin{aligned} d(b - a_0) &= 0 = d(\omega + \omega_0) \qquad \text{et} \qquad d\omega_0 = -da_0, \\ d(b + a') &= 0 = d(\omega + \omega'), \\ d(c + a') &= 0 = d(\omega' + \omega_1). \end{aligned}$$

Dès lors il est facile de voir qu'en posant :

$$(4)\quad \begin{aligned} K = & (b - a_0)(\omega - \omega_0)\frac{n_0 - 1}{n_0} \\ & + (b + a')(\omega' - \omega)\frac{m - 1}{m} \\ & + (a' + c)(\omega_1 - \omega')\frac{n - 1}{n} \end{aligned}$$

et

$$(5)\quad L = \frac{n_0 - 1}{n_0}(b - a_0) - \frac{m - 1}{m}(b + a') + \frac{n' - 1}{n'}(c + a').$$

Si nous calculons S_0, M_0, K_0 pour la valeur particulière $a_0 = 0$ qui détermine *ipso facto* les valeurs correspondantes de b, a', c et des ω, pour toute autre valeur de a_0, nous aurons :

$$(6)\quad \begin{aligned} S &= S_0 + a_0^2(1 + 2L) + a_0(K_0 - 2M_0), \\ M &= M_0 - a_0(1 + L). \end{aligned}$$

On observera que ce calcul de S_0, M_0, K_0 se trouve d'autant plus facile que ces paramètres sont constitués des mêmes facteurs.

Ainsi, ayant distribué *a priori* les distances focales constituantes, les expressions (6) nous donnent le moyen de déterminer immédiatement la valeur de a_0 qui satisfait au résultat désiré S et *en même temps* la valeur de l'astigmatisme introduit sur les bords du champ.

L'expression

$$\frac{h'^2}{f^3}\Sigma = \frac{\theta^2}{f}[\delta^2 S + 2M\delta(1 - \delta x_0) + (1 - \delta x_0)^2]$$

permet, de son côté, de se rendre compte de l'importance du coma provenant de la variation de δ, conséquence de l'ouverture du pinceau incliné.

Les deux relations reliant entre elles les distances focales des verres constituants sont du 1er degré :

$$\begin{aligned} &(n_0 - 1)(b - a_0) - (m - 1)(b + a') + (n' - 1)(c + a') = 1, \\ &\frac{n_0 - 1}{\nu_0}(b - a_0) - \frac{m - 1}{\mu}(b + a') + \frac{n' - 1}{\nu}(c + a') = 0. \end{aligned}$$

On peut donc exprimer chacune d'elles en fonction d'un paramètre

auxiliaire φ par une relation du 1^{er} degré, telle par exemple :

$$(n_0 - 1)(b - a_0) = \frac{\nu_0}{\nu_0 + \nu - 2\mu} - \varphi\nu_0(\nu - \mu),$$
$$(m - 1)(b + a') = \frac{2\mu}{\nu_0 + \nu - 2\mu} + \varphi\mu(\nu_0 - \nu),$$
$$(n - 1)(a' + c) = \frac{\nu}{\nu_0 + \nu - 2\mu} + \varphi\nu(\nu_0 - \nu).$$

L sera du 1er degré en φ
K_0, M_0 seront du 2e —
S_0 sera du 3e —

mais à chaque valeur de φ ne correspondra qu'une seule valeur de L, K_0, M_0, S_0 et par suite deux valeurs de a_0 (si l'on s'est fixé le résultat S).

En résumé, on pourra établir graphiquement en fonction de φ : 1° la courbe de a_0 ; 2° la courbe de M, qui, en dehors du résultat S fixé *a priori*, déterminera le choix définitif.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. XX, XXI, XXII, XXIII; novembre-décembre 1912.

EDOUARD BRANLY. — Conductibilité intermittente des couches minces diélectriques. — P. 933.

L'auteur a jadis émis l'hypothèse « que la conductibilité d'un radioconducteur est la conductibilité du diélectrique mince interposé entre les deux conducteurs de contact imparfait et que les phénomènes spéciaux observés sont particuliers à la conductibilité de couches diélectriques de très faible épaisseur ». Cette hypothèse se confirme par les résultats suivants : les lames minces diélectriques deviennent conductrices par compression (leur conductibilité peut même devenir comparable à celle des métaux). Une étincelle de décharge d'un condensateur accroît cette conductibilité; un choc approprié rétablit la conductibilité primitive.

HISELY. — Nouveau théorème sur les effets des moments. — P. 953.

Calcul montrant que les effets produits par un moment appliqué en un point d'une poutre sont proportionnels aux dérivées de ceux

qui sont produits par une force unitaire appliquée au même point, d'où le théorème général : « La ligne d'influence relative aux effets produits dans une section ou une région quelconque d'une poutre par un moment $M = 1$ se déplaçant sur cette poutre, représente la dérivée des effets de même nature produits par une force $P = 1$. »

POINCET. — Sillage et succion à l'arrière des navires. — P. 957.

Justification des essais de petit modèle. Dans le cas de deux hélices latérales, le rendement de ces hélices peut atteindre 70 0/0, et la formule :

$$t = \omega = 0{,}5\,\frac{P}{Llp} - 0{,}19,$$

t et ω étant les coefficients de succion et de sillage; P le déplacement du navire de longueur L, de largeur l et de profondeur de carène p, donne des résultats suffisants.

Avec deux hélices latérales identiques et une hélice centrale, il existe un rendement propulsif maximum, et le rendement apparent de la centrale peut atteindre jusqu'à 90 0/0.

DUCHÊNE. — Au sujet de l'emploi, dans les aéroplanes, des empennages porteurs. P. 960.

L'emploi des empennages porteurs semble de nature à diminuer la stabilité longitudinale de l'aéroplane en air calme; celui des empennages négatifs (c'est-à-dire attaqués, en vol de régime, par-dessus), semble de nature à l'accroître, même en air agité.

ALPHONSE BERGET. — Sur une formule de vitesse applicable aux aéroplanes. P. 963.

$$V = A\sqrt[3]{\frac{F}{S}}.$$

A est compris pratiquement entre 7 et 8; V est la vitesse en myriamètres à l'heure; F la puissance du moteur en chevaux-vapeur; S la surface des ailes en mètres carrés.

C. RAVEAU (1). — **Les franges des lames cristallines holoèdres à faces parallèles.** P. 965.

Rappel des formes des franges, en général hyperboliques.

Singularités isolées. — Lorsque les deux rayons interférents sont confondus avant l'entrée dans le cristal et à l'intérieur, le point d'intersection de ce double rayon émergent avec un écran quelconque est le centre de franges (ellipses ou hyperboles) dont les axes varient comme les diamètres des anneaux de Newton.

Franges singulières. — La surface de Bertin relative aux biaxes admet deux plans tangents singuliers qui la touchent suivant des hyperboles. Pour une lame parallèle au plan des axes, il existe donc, outre une singularité isolée, un cône de directions singulières, d'où des franges singulières. Enfin les anneaux au voisinage des axes, observés normalement à l'axe optique extérieur, ont même forme que la section droite du cylindre singulier qui procède, par l'intermédiaire de la réflexion conique extérieure, d'un rayon unique parallèle à l'axe optique; mais ils sont orientés à 90° de cette section.

Georges CLAUDE (2).— Sur des phénomènes de pseudo-résonance électrique. P. 968.

HANRIOT. — Sur l'étirage des métaux. — P. 971.

Expériences montrant que la traction doit déterminer dans le métal un certain degré d'écrouissage qui tend à se substituer à celui qui existait auparavant, l'augmentant s'il était inférieur, le diminuant s'il était supérieur. En outre l'écrouissage à la traction ne commence qu'après que le métal a subi une déformation permanente.

LÉMERAY. — Le principe de relativité et la loi de variation des forces centrales. P. 1005.

Théorie mathématique montrant que la loi de variation en raison du carré de la distance, pour l'action qui s'exerce entre corps ponctuels en repos, peut être déduite comme une conséquence nécessaire du principe de relativité.

---

(1) Voir Société de physique, résumé des communications, p. 63; 1911.

(2) Société de physique, résumé des communications, p. 90; 1912.

CH. FÉRY [1]. — Sur un galvanomètre amorti à aimant mobile. — P. 1008.

J.-B. SENDERENS et JEAN ABOULENC. — Éthers-sels des cyclanols et des acides forméniques. — P. 1012.

Points d'ébullition, densités et indices des éthers-sels obtenus en éthérifiant par les acides forméniques le cyclohexanol et les méthylcyclohexanols ortho, méta, para. Ces éthers sont des liquides incolores, d'odeur agréable.

JACQUES DUCLAUX. — La chaleur spécifique des corps à basse température. P. 1015.

On sait que la chaleur spécifique diminue très rapidement au voisinage de — 200° et semble devenir nulle au zéro absolu. Cette diminution peut, d'après l'auteur, être due simplement à une polymérisation des corps de plus en plus avancée.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur la photolyse du saccharose par les rayons ultra-violets. — P. 1016.

Expériences montrant que la dégradation des polyoses se fait par les mêmes stades successifs dans le cas de la lumière et celui des fermentations. Il y a d'abord un premier stade caractérisé par un dédoublement (par hydrolyse) sans dégagement gazeux (pour les monoses ce dégagement gazeux est presque immédiat), puis un second stade caractérisé par un dégagement de gaz régulier (CO, H^2, peu de CO^2 et de CH^4).

JULES AMAR. — Les lois du travail professionnel : expériences sur l'art du limeur. P. 1035.

Le poids de limaille enlevée est en général proportionnel au travail mécanique de l'outil ; le rythme modifie la quantité d'ouvrage, ainsi que la dépense d'énergie par gramme de limaille. L'attitude du corps, ses oscillations, sa distance à l'étau, etc., modifient la dépense d'énergie.

Conditions de rendement maximum.

---

[1] Voir Société de physique, résumé des communications, 6 décembre 1912.

GOUY. — Sur l'action simultanée de la pesanteur et du champ magnétique uniforme sur un gaz ionisé. — P. 1060.

L'auteur a montré (1) que ces actions simultanées déplaçaient en sens inverse les ions des deux signes, produisant ainsi un courant électrique. Pour un gaz spontanément ionisé à haute température, il en serait de même, à moins toutefois que des ions ne prennent naissance sur les parois elles-mêmes.

L. THOUVENY. — Sur le vol à voile. — P. 1069.

Théorie mécanique. — L'oiseau ayant vent debout décrit une trajectoire dont la pente est plus ascendante ou moins ascendante que celle de la vitesse du vent prise en sens inverse. L'oiseau ayant vent arrière décrit une trajectoire de pente plus ascendante ou moins ascendante que celle du vent. Par vent horizontal, l'oiseau décrit dans un plan horizontal une trajectoire opposant sa convexité au vent; il monte alors avec vent debout et descend avec vent arrière.

MESNAGER. — Sur une méthode expérimentale pour déterminer à l'avance les tensions qui se produiront dans les constructions. — P. 1071.

On fera un modèle réduit avec des pièces de verre découpées dans des feuilles de glace recuites avec soin, pièces que l'on collera avec de la gélatine rendue soluble à froid. Pour l'étude des efforts en un point, on fera tomber en ce point sur le verre un rayon polarisé. Il y a alors transmission de deux vibrations, qui seront parallèles aux tensions principales, et dont la différence de marche permettra le calcul de la différence des tensions.

CARL STÖRMER. — Remarques sur la note de M. Kr. Birkeland (2) relative à l'origine des planètes et de leurs satellites. — P. 1073.

Le problème traité par M. Birkeland a déjà été traité dans un mémoire de l'auteur en 1907 (3).

(1) *C. R.*, 14 octobre 1912.
(2) *C. R.*, 4 novembre 1912.
(3) Videnskabs-Selskabets Skrifter, t. I, Christiania.

E. ROTHÉ. — Sur la réception d'antennes au ras du sol. — P. 1075.

L'antenne était un fil de cuivre mal isolé de 15 à 35 mètres, communiquant avec une conduite d'eau par l'intermédiaire d'une bobine de self. Le circuit du détecteur, ayant en série le détecteur, le téléphone et les piles, était en dérivation entre le sol et le point d'attache de l'antenne et de la self. On entendait parfaitement la tour Eiffel.

Léon et Eugène BLOCH. — Sur l'ionisation de l'air par l'arc au mercure sous quartz. P. 1077.

L'arc au mercure sous quartz ionise l'air (petits ions) et l'action ionisante de la lumière se manifeste pour des rayons qui sont loin d'être entièrement absorbés par le quartz.

A. HENRY. — Micromanomètre. — P. 1079.

Dessin et usages de l'appareil qui se compose de deux réservoirs communiquant entre eux par un tube étroit horizontal. Les deux réservoirs contiennent le même liquide, séparé en deux parties dans le tube étroit par une bulle d'air dont le déplacement permettra le calcul des variations de pression. Le tube étroit est recourbé à ses 2 extrémités vers le bas, pour empêcher la bulle de s'échapper.

A. BOUTARIC. — Le coefficient critique et le poids moléculaire des corps au point critique. — P. 1080.

Calcul montrant que :

$$\frac{b}{\left(\frac{M}{d}\right)} = \frac{b\left[\text{coefficient de l'équation } \left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT\right]}{v \text{ (volume à la température d'ébullition normale)}} = 1{,}20.$$

Les unités sont, pour le volume, le centimètre cube ; pour les pressions, l'atmosphère, pour la masse, la masse moléculaire M ; d est la masse spécifique du liquide à la température d'ébullition. Le coefficient

critique :

$$\frac{\theta}{\pi} = \frac{\text{(température critique)}}{\text{(pression critique)}} = 0{,}1176\,\frac{M}{d}.$$

En outre le calcul montre qu'au point critique le poids moléculaire est en général le même qu'à l'état gazeux.

EUGÈNE-L. DUPUY et A. PORTEVIN. — Sur les propriétés thermo-électriques du système fer-nickel-carbone. — P. 1082.

Courbes. — Un minimum très net correspond au voisinage du passage martensite-austénite; en outre, il y a une variation très importante avec la teneur en nickel qui peut servir de contrôle à l'analyse chimique.

CHARLES GALLISSOT. — Contribution à l'étude de la scintillation. — P. 1134.

On sait que la scintillation est une conséquence de la non-homogénéité de l'air et de son agitation. Cette scintillation se complique de phénomènes physiologiques : elle entraîne une erreur de jugement sur les estimations d'éclat, en ce sens que l'intensité des radiations bleues semble augmenter par rapport à celle des radiations rouges et cela d'autant plus que l'éclat observé est plus grand.

C.-G. DARWIN. — A propos de la communication de M. Gouy [1]: « Sur la théorie des gaz ionisés et le principe de Carnot ».

Théorie montrant qu'il n'y a pas de séparation des ions et que par suite le principe de Carnot n'est pas enfreint.

L. HOULLEVIGUE. — Sur la réflexion des rayons cathodiques lents. — P. 1146.

Les électrons émanés d'un filament de C incandescent [2] peuvent, sous l'influence d'un champ électrique, donner un pinceau cathodique visible grâce à la présence de traces de mercure. Ce faisceau se réfléchit sur une lame de verre ou métallique (photographies),

(1) *C. R.*, t. CLV. 14 octobre 1912.
(2) *C. R.*, t. CLII et CLIV.

et cette réflexion est due à un phénomène électrostatique, l'inflexion des trajectoires des électrons dans le champ électrique maintenu à l'intérieur du récipient.

BRINER. — Sur la limite de formation des composés dits endothermiques aux températures très élevées. — P. 1149.

Théorie. — Aux températures élevées, les molécules sont dissociées en atomes, et alors la formation de corps dits endothermiques (ils ne le sont que parce que leur chaleur de formation est évaluée à partir des molécules) deviendra exothermique, et leur concentration diminuera avec l'élévation de température, passant par un maximum.

HENRI BIERRY, VICTOR HENRI et ALBERT RANC. — Inversion du saccharose par les rayons ultra-violets. — P. 1151.

Rappel d'expériences montrant que l'hydrolyse du saccharose qui se produit, après irradiation, en solution neutre ou légèrement acide, en l'absence ou en présence d'oxygène, est bien une action directe des rayons ultra-violets. D'où priorité sur les travaux de MM. D. Berthelot et H. Gaudechon [1].

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Photolyse des diverses catégories de sucres par la lumière ultra-violette. — P. 1153.

Résumé des recherches. Les sucres cétoniques sont déjà attaqués par les $\lambda > 0^{\mu},3$; les sucres aldéhydiques le sont par les λ de $0^{\mu},30$ à $0^{\mu},25$; les sucres purement alcooliques à chaîne linéaire le sont par les λ de $0^{\mu},25$ à $0^{\mu},20$; les sucres purement alcooliques à chaîne fermée le sont par l'ultra-violet extrême $\lambda < 0^{\mu},20$.

Les gaz fondamentaux obtenus sont CO et H^2 en rapports simples; et on sait que ces deux gaz ont permis aux auteurs la synthèse par voie photochimique de l'aldéhyde méthylique, point de départ des sucres et hydrates de carbone.

---

[1] *C. R.*, 18 novembre 1912.

J. BERGONIÉ. — Des applications de diathermie comme ration énergétique d'appoint. — P. 1171.

Expériences montrant que la diathermie (applications des courants de basse tension et de haute fréquence) est le moyen le plus efficace de secourir les organismes en état de misère physiologique en leur apportant, sous forme de chaleur en nature, une ration d'appoint qui couvre leur déficit énergétique.

ALPHONSE BERGET. — Le rôle magnétique des océans et la constitution de l'écorce terrestre. — P. 1198.

D'après la théorie de M. Lippmann, l'écorce terrestre doit être plus mince sous les océans que sous les continents; en outre on sait qne les éléments qui constituent le noyau interne sont fortement magnétiques. Il y aura donc sous les océans une épaisseur supplémentaire de matières magnétiques par rapport à une surface parallèle au géoïde et rencontrant les saillies inférieures de l'écorce terrestre. D'où l'explication du Magnétarium de H. Wilde (1890), appareil qui reproduit la distribution du magnétisme à la surface de la Terre.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Sur les tremblements de terre des provinces baltiques de la Russie (Esthonie, Livonie et Courlande). — P. 1200.

Le seul fait qui pourrait peut-être mettre sur la voie de la théorie de ces tremblements est le parallélisme remarquable entre les bandes successives du terrain primaire en ces régions et les deux traits géographiques principaux de la région (côtes du golfe de Finlande et cours inférieur de la Dwina).

A. LABORDE et A. LEPAPE. — Étude de la radioactivité des sources de Vichy et de quelques autres stations. — P. 1202.

Tableaux.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXIX, n° 13.

KOLOMAN VON BERNOLAK. — **Sur le développement d'électricité par projection de gouttes liquides. — P. 497-518.**

On sait, d'après Lenard, que la chute de gouttes liquides, ou la résolution en gouttes sur un obstacle d'un filet liquide, produit un développement d'électricité ; le liquide prend une charge d'un certain signe, tandis que des charges de signe contraire se développent dans le gaz. Pour Lenard, c'est dans la couche double liquide-gaz qu'il faut chercher l'origine de ce phénomène. Toute diminution brusque de la surface libre du liquide entraînerait une séparation de deux couches électrisées relatives à la portion de surface qui disparaît, pourvu toutefois que la variation de surface se produisît dans un temps plus court que celui qu'il faudrait aux charges libérées pour se recombiner.

L'auteur a cherché une confirmation expérimentale de cette vue théorique dans l'étude de l'électrisation par projection de gouttes liquides à l'orifice de sortie d'un tube, et il a formulé les conclusions suivantes :

1° La grandeur de l'effet constaté dépend essentiellement de la manière de production des gouttes et n'est pas seulement déterminée par la grosseur des gouttes qui tombent ;

2° A la suite des gouttes principales se détachent du filet des gouttes secondaires plus petites. La quantité d'électricité développée dépend du nombre et de la vitesse de formation des gouttes secondaires, qui sont eux-mêmes en relation avec la grosseur et la vitesse de chute des gouttes primaires.

Le développement d'électricité est donc lié à une sorte de pulvérisation du liquide, qui se produit à l'orifice du tube. Par suite, c'est dans une rupture de la surface [1] qu'il faut chercher la cause de l'électrisation, et non pas dans une variation de la surface, comme le veut la théorie de Lenard et comme l'admet l'auteur.

J. GUYOT.

---

(1) L. BLOCH, *Recherches sur les actions chimiques et l'ionisation par barbotage* (*Annales de Chimie et de Physique*).

4

W. WIEN. — *Sur les rayons positifs.* — P. 519.

L'auteur a observé antérieurement [1] que le rapport de la charge d'un atome négatif à celle d'un atome positif pour les rayons-canaux diminuait dans l'oxygène refroidi. En adjoignant au tube un récipient contenant du mercure et en se servant d'air liquide comme réfrigérant, il a trouvé ici ses vues confirmées. La même expérience faite dans l'hydrogène donne un résultat négatif; mais, en employant un champ magnétique assez long, on constate une variation de charge notable dans l'hydrogène sans vapeur de mercure.

Le gaz carbonique fait varier seulement le nombre des ions positifs de l'oxygène.

Ces phénomènes ont pour origine le choc des ions et des molécules gazeuses. On peut concevoir un libre parcours moyen relatif à ce phénomène.

Si les nombres des ions positifs et des centres neutres qui traversent une section q sont qn_1 et qn_2, on a :

$$(1) \qquad \frac{dn_1}{dx} = \alpha_2 n_2 - \alpha_1 n_1 = -\frac{dn_2}{dx}.$$

Le libre parcours des atomes neutres est $L_2 = \frac{1}{\alpha_2}$, celui des centres positifs $L_1 = \frac{1}{\alpha_1}$.

On assigne des conditions aux limites aux équations (1), en supposant l'énergie du faisceau mesurée; l'intégration donne α_1 et α_2, à condition de pouvoir séparer les ions positifs.

Le dispositif employé consiste en une série de dix condensateurs de 1 centimètre de longueur, séparés par des intervalles de 1 millimètre. Une pile de Rubens mesure l'énergie du faisceau; on condense la vapeur de mercure au moyen de CO^2 solide.

Les expériences présentent de grandes difficultés, les moindres variations de la décharge causant de grandes perturbations.

L_1 est de l'ordre de 10^{-4} centimètres; on trouve d'ailleurs que le rapport $\frac{L_1}{L_2}$ est fonction de la pression; la théorie cinétique ne s'ap-

---

[1] *Ann. d. Ph.*, XXXIII, p. 900; 1910.

plique pas simplement à ces phénomènes. M. Wien a contrôlé sa méthode en en déduisant L_2. Il termine en comparant ses nouveaux résultats à la théorie du rayonnement lumineux de la raie H_β [1]; le phénomène de changement de charge ne semble pas être en rapport avec la luminescence. A. GRUMBACH.

R. WACHSMUTH. — La conductibilité des gaz dans la décharge annulaire sans électrodes. — P. 611-624.

Si on enroule autour d'une ampoule sphérique à gaz raréfié quelques spires de fil parcourues par du courant alternatif de haute fréquence, on observe, pour un certain degré de vide, la formation d'un anneau lumineux parallèle au plan des spires. Plusieurs physiciens et notamment Bergen Davis [2] ont montré qu'il s'agissait là d'un effet d'induction : le champ électrique communique aux électrons une certaine accélération et peut, si le libre parcours a une longueur suffisante, provoquer une ionisation par choc accompagnée de phénomènes lumineux. Pour mieux se rendre compte du mécanisme de la décharge annulaire, il était intéressant d'étudier la conductibilité du gaz de l'ampoule. C'est le but que s'est proposé l'auteur. Dans ces expériences, le tube à vide était muni de deux sondes disposées suivant une direction normale au plan des spires. Ces électrodes auxiliaires étaient réunies aux deux pôles d'une batterie d'accumulateurs. Un galvanomètre intercalé dans le circuit mesurait le courant. La tension était maintenue constante (60 volts), et on déterminait la conductibilité du gaz pour des pressions progressivement décroissantes.

Voici l'allure générale des phénomènes observés. Tant que la pression est supérieure à 2 millimètres, le tube est complètement sombre et le galvanomètre reste au zéro. Quand on continue à faire le vide, il se forme sur la paroi de verre, le long des spires de la bobine inductrice, un anneau très faiblement lumineux, et une lueur diffuse peu visible remplit l'ampoule. En même temps le galvanomètre commence à dévier. Cette déviation augmente avec la raréfaction et atteint sa valeur maximum pour une pression qui dépend de l'intensité du champ et de la nature du gaz et qui, dans les expériences

(1) W. WIEN, *Ann. d. Ph.*, XXIII, p. 426 ; 1907.
(2) BERGEN DAVIS, *Physical Review*, XX, p. 129 (1905), et *J. de Phys.*, 4e série, V, p. 616 (1906).

de l'auteur, variait entre $0^{mm},30$ et $1^{mm},20$. Pour un degré de vide plus élevé, la conductibilité baisse et passe par un minimum. Il est à noter que pendant ces différentes phases, les phénomènes lumineux restent extrêmement faibles. C'est seulement au voisinage du minimum de conductibilité, pour une pression d'environ $0^{mm},15$, que la décharge annulaire apparaît brillante et que les raies du gaz deviennent visibles au spectroscope. La raréfaction étant poussée plus loin, la luminosité change de coloration, et les raies du mercure se distinguent nettement dans le spectre. Puis l'anneau lumineux s'élargit et la déviation du galvanomètre croît très rapidement. Enfin, pour une pression de 3 à 5 centièmes de millimètre, les phénomènes lumineux cessent et le galvanomètre revient au zéro.

D'après l'auteur, ces divers résultats s'expliquent aisément si on admet que le champ oscillant agit comme une source ionisante constante. Aux pressions relativement élevées (de l'ordre du millimètre), tous les ions ne se déchargent pas aux électrodes; des recombinaisons se produisent; le courant n'est pas saturé; la conductibilité croît à mesure que la pression s'abaisse. Pour un certain degré de vide, la saturation est atteinte: c'est le moment qui correspond au premier maximum de déviation du galvanomètre. Puis la conductibilité décroît, le nombre des ions diminuant avec la pression (courant saturé). Enfin, quand l'énergie communiquée aux centres chargés est suffisante pour ioniser la vapeur de mercure, on observe une nouvelle augmentation de conductibilité: c'est la dernière phase du phénomène pendant laquelle les raies du mercure apparaissent dans le spectre de la décharge.

Paul de La Gorce.

Pierre LEBEDEW. — Sur les champs magnétiques créés par rotation des corps matériels. — P. 840-849.

La publication posthume de ce travail de l'éminent physicien russe se rapporte à l'explication des champs magnétiques terrestres et des taches solaires, au moyen d'une hypothèse due à J.-J. Thomson, ainsi qu'à un essai de vérification expérimentale.

L'hypothèse consiste à admettre que les électrons se déplacent dans l'atome, sous l'action de la force centrifuge, lorsque celui-ci parcourt une trajectoire circulaire, de sorte que les électrons décrivent de plus grandes trajectoires que le reste de l'atome; le déplacement

des charges ainsi séparées donne un champ résultant qui serait l'origine du champ terrestre et du champ magnétique des taches solaires.

L'essai tenté pour mettre en évidence la production d'un champ magnétique par rotation de substances matérielles n'a malheureusement donné aucun résultat positif, probablement, pense l'auteur, à cause de l'extrême petitesse du champ réalisé.

H. LABROUSTE.

LÉON SCHAMES. — Complément à mon travail: « Une nouvelle hypothèse sur la nature des changements d'état ». — P. 887-896.

L'hypothèse précédemment faite par l'auteur (1) était que le rapport des énergies du corps avant et après la transformation doit être égal au rapport inverse des nombres d'atomes dans la molécule dans les deux cas :

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Posons maintenant comme nouvelle hypothèse, aux lieu et place de la précédente :

$$\frac{E_1}{E_2} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2.$$

Il résulte de là que toute combinaison chimique normale à l'état liquide est un mélange de molécules gazeuses simples et de molécules doubles. Le corps est solide pour plus de 80 0/0 de molécules doubles, liquide pour plus de 40 0/0, vapeur pour moins de 40 0/0 et gaz parfait pour 100 0/0 de molécules simples. Le cas est un peu différent pour les corps simples.

Cette supposition correspond pour le benzol par exemple à la formule $(C^6H^6)^{\sqrt{2}}$, tandis que pour l'oxygène liquide on trouve $(O_2)^{\prime 2}$ ou $(O_2)^{\sqrt{4}}$.

Ainsi, à l'état de vapeur, le poids moléculaire d'un corps est égal à cM, M étant le poids moléculaire théorique, et c, un coefficient compris entre 1 et $\sqrt{2}$. De là on peut établir une équation générale du type Van der Waals, valable aussi bien à l'état gazeux qu'à l'état de vapeur ou de liquide, et que l'expérience confirme d'une manière remarquable pour l'acide carbonique, de la température critique à

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 785 ; 1912.

— 30°, et pour le benzol de la température critique jusqu'au point de fusion.

La formation partielle de doubles molécules à l'état de vapeur conduit également à cette conclusion que la chaleur spécifique des gaz à volume constant doit dépendre de la pression, contrairement à ce qui résulte de la théorie de Van der Waals.

CH. LEENHARDT.

W. OBOLENSKY. — Effet photoélectrique de l'ultra-violet extrême sur l'eau, les solutions aqueuses et la glace. — P. 961-975.

Les radiations de longueur d'onde supérieure à 180 μμ ne produisent pas sur l'eau d'effet photoélectrique mesurable; l'auteur étudie l'action des radiations de longueur d'onde beaucoup plus courte: il emploie comme source lumineuse une étincelle d'aluminium, et les rayons n'ont pas plus de 3 millimètres d'air à traverser avant d'arriver sur la surface de l'eau, l'intervalle qui sépare celle-ci de l'étincelle étant constitué par de la fluorine.

Principaux résultats:

L'eau est photoélectrique, et c'est l'ultraviolet extrême de Schumann (vers 130 μμ) qui agit le plus: pour ces radiations, l'effet est environ $\frac{1}{400}$ de celui du cuivre. Lorsque λ croît, l'effet diminue plus vite que pour un métal et disparaît pour $\lambda = 202,5$ μμ. L'auteur n'observe pas de fatigue.

De petites quantités d'impuretés dans l'eau sont sans influence.

Les sels dissous se divisent en deux catégories: les uns, comme les chlorures, abaissent l'effet; les autres, comme les sulfates, carbonates et nitrates, l'élèvent.

La glace présente un effet 200 ou 300 fois plus grand que l'eau: celui du givre est à peu près du même ordre.

Ces résultats sont importants au point de vue météorologique pour l'explication de la charge des nuages.

L. LETELLIER.

EDM. HOPPE. — Anches et tuyaux coniques. — P. 677-792.

Les sons propres des tuyaux coniques étant les mêmes que ceux des tuyaux cylindriques ouverts, on a cru pouvoir leur appliquer les

résultats trouvés par Weber avec des anches métalliques et des tuyaux cylindriques étroits. Pour savoir si cette extension est légitime, l'auteur a monté des tuyaux coniques sur quatre anches métalliques différentes, et trouvé des résultats inattendus. Il est arrivé dans certains cas : qu'un tuyau déterminant un abaissement du son lorsqu'on le montait sur une anche déjà en vibration refusait de parler quand on soufflait dans le système anche-tuyau ; que le son disparaissait subitement quand on adaptait le tuyau à l'anche, ou après l'abaissement de son déterminé par cette adjonction ; que l'on pouvait obtenir des résonances en maintenant le tuyau un peu au-dessus de l'anche, lorsque le son propre du tuyau était voisin de l'un des sons supérieurs de l'anche. Avec une série complète de résonateurs coniques correspondant à une des anches, on a observé des phénomènes analogues.

Soupçonnant l'influence possible d'une résistance à l'ouverture inférieure très étroite des résonateurs, l'auteur les a remplacés par un diaphragme iris monté sur l'ouverture de l'anche. Il a reconnu alors que, si l'on réduit graduellement le diamètre du diaphragme, on observe, pour des valeurs bien déterminées de ce diamètre, d'abord un abaissement atteignant environ un ton, puis une extinction subite ; si, à ce moment, on supprime le courant d'air et qu'on recommence ensuite à souffler, il faut donner une ouverture un peu plus grande que dans la première expérience pour obtenir le son abaissé. Les valeurs limites sont en relation avec la construction de l'anche et la pression de l'air ; la différence entre les valeurs limites correspond à l'augmentation, et la diminution d'ouverture diminue quand la pression augmente et finit par s'annuler. Ces expériences permettent d'expliquer les extinctions de son observées précédemment.

L'auteur propose, pour représenter la force accélératrice totale, la formule :

$$K = ag - anr \operatorname{tg} \frac{(l + \alpha)\pi n}{c} - \beta \frac{Q - q}{a},$$

où a désigne l'amplitude de vibration, proportionnelle à la pression ; g une constante caractéristique de la languette ; n la hauteur du son ; r une constante dépendant de la température et de la pression ; $l + \alpha$ « la longueur réduite » d'Helmholtz ; c la vitesse du son dans l'air ; Q la section d'ouverture de l'anche ; q la section d'ouverture du tuyau ; β, une constante.

Comme conclusion pratique, l'auteur indique la possibilité d'accorder une anche d'orgue, non seulement en déplaçant la rasette, mais encore en rétrécissant l'ouverture de l'anche ou du tuyau. En général, le tuyau agit comme le pavillon du porte-voix ; mais, dès que sa longueur est assez grande pour correspondre à un son supérieur de l'anche, il y a en même temps modification de la hauteur et du timbre du son par l'intervention des phénomènes de résonance.

P. LUGOL.

P. DEBYE. — Théorie des chaleurs spécifiques. — P. 789-839.

L'auteur assimile le corps dont il cherche la chaleur spécifique à un système de N atomes possédant 3 N degrés de liberté et par conséquent 3 N fréquences distinctes, et il *admet* que le nombre z de fréquences inférieures à une valeur donnée ν est exprimable par la formule d'élasticité :

$$z = \nu^3 VF, \tag{1}$$

où V représente le volume du corps et F une fonction de sa densité ρ et de ses constantes élastiques $\varkappa$ (coefficient de compressibilité) et σ (coefficient de Poisson).

De l'équation (1) il tire d'abord :

$$3N = \nu_m^3 VF, \tag{2}$$

ν_m désignant la fréquence la plus élevée.

Exprimant ensuite l'énergie qui correspond à la fréquence ν au moyen de la formule de Planck $\left(\dfrac{h\nu}{e^{\frac{k\nu}{T}} - 1}\right)$ où T désigne la température, h et k deux constantes universelles, et posant :

$$\xi = \frac{h\nu}{kT}, \tag{3}$$

$$\Theta = \frac{h\nu_m}{k}, \tag{4}$$

il trouve, pour l'énergie totale V du corps, l'expression :

$$U = 9NkT\left(\frac{T}{\Theta}\right)^3 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}. \tag{5}$$

Si l'on suppose qu'il s'agisse de l'atome-gramme de la substance et si, posant $\frac{\Theta}{T} = x$, on dérive U par rapport à T, on obtient pour la chaleur atomique :

$$6) \qquad C = 3Nk \left[\frac{12}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right].$$

La comparaison de cette formule avec les observations relatives au diamant, à l'aluminium, au cuivre, à l'argent et au plomb donne les meilleurs résultats. La formule de Nernst-Lindemann, qui ne comporte que deux fréquences à l'octave $\left(\nu \text{ et } \frac{\nu}{2}\right)$, peut être considérée comme une approximation de la formule précédente. Celle-ci permet d'ailleurs d'énoncer les deux lois suivantes :

1° *La chaleur spécifique d'un corps monoatomique est une fonction universelle du rapport* $\frac{T}{\Theta}$;

2° *Aux basses températures, la chaleur spécifique d'un corps quelconque est proportionnelle au cube de la température.*

Aux températures élevées, on retrouve d'ailleurs la loi de Dulong et Petit ($C = 3Nk$).

La température caractéristique Θ est exprimable en fonction de la masse atomique de la substance, de sa densité et des constantes élastiques χ et σ.

L. Décombe.

Hans ALTERTHUM. — Le phénomène de Hall dans les métaux aux très basses températures, avec contribution à la théorie du magnétisme au point de vue de l'hypothèse des quanta. — P. 933-960.

L'auteur a étudié le phénomène de Hall pour le cuivre, l'aluminium, le platine, l'or, le cadmium, l'antimoine, le fer et le nickel.

Les mesures ont été faites aux températures absolues de 20, 83, 194 et 291 degrés Kelvin.

Aux températures ordinaires, les valeurs obtenues par le facteur R tiré de la formule :

$$e = \frac{RJM}{\delta}$$

(e, force électromotrice de Hall; δ, épaisseur de la plaque; J et M,

intensité du courant dans la plaque et champ magnétisant auquel elle est soumise), concordent bien avec les résultats d'Ettinsghausen et Nernst et de Smith.

Le fer, le cadmium et l'antimoine donnent une force électromotrice positive; elle est négative pour le nickel, le cuivre, l'aluminium, le platine et l'or.

Lorsque la température décroît, la valeur absolue du coefficient R pour les métaux ferro-magnétiques décroît et semble tendre asymptotiquement vers une valeur constante.

Pour tous les autres corps, les variations de la valeur absolue de R semblent faibles pour les basses températures, à l'exception du cadmium, pour lequel se produit une augmentation importante à partir de la température de l'hydrogène liquide; le coefficient relatif à l'or croît légèrement à partir de la même température, et les variations du cuivre et de l'antimoine présentent un maximum dans la même région. Le platine et l'aluminium, qui sont les deux seuls métaux paramagnétiques parmi ceux étudiés, présentent au contraire un minimum.

L'auteur a du reste constaté d'après les résultats obtenus qu'en posant :

$$f \cdot x_a \left(\frac{S}{A}\right)^{\frac{3}{2}} = R_0,$$

R_0 étant au zéro absolu la valeur de la constante de Hall qu'il déduit par extrapolation, x_a la susceptibilité diamagnétique du métal rapportée à la molécule-gramme, S sa densité, A son poids atomique et f une constante, si on calcule f dans le cas du cuivre, la relation se trouve encore vérifiée avec la même constante que dans le cas de l'or.

Les théories électroniques de la conductibilité métallique ne peuvent expliquer les phénomènes observés; la vitesse des électrons augmentant quand la température décroît, le facteur R devrait croître. On ne peut non plus expliquer les irrégularités observées par un procédé analogue à celui auquel a eu recours Lindemann pour expliquer ses expériences sur la conductibilité électrique des métaux aux basses températures.

Pour ce qui est des métaux paramagnétiques, l'auteur a cherché, en se basant sur la théorie des quanta, à établir une formule donnant la susceptibilité paramagnétique en fonction de diverses cons-

tantes du métal et, en particulier, de la période propre des oscillations de l'atome.

Cette formule assez complexe se ramène à la loi de Curie pour les températures ordinaires, tandis qu'au voisinage du zéro absolu, conformément aux expériences d'Owen, la susceptibilité est indépendante de la température.

Enfin il ne semble pas que le phénomène de Hall dans les corps ferro-magnétiques puisse apporter aucun argument relatif à la théorie de Weiss sur le champ moléculaire interne.

R. JOUAUST.

H. BAERWALD. — Sur l'excitation des phosphores alcalino-terreux par les rayons canaux. P. 849-886.

1. — Dans ce mode d'excitation, on doit attribuer une action spécifique plus forte aux particules chargées qu'aux particules neutres.

2. — Le signe de la charge est cependant sans influence : l'action des particules positives est égale à celles des particules négatives.

3. — Ces résultats différencient l'excitation de la phosphorescence d'une action chimique des rayons canaux, et la rattachent à un processus de nature électrique. L. BRUNINGHAUS.

N. PAPALEXI. — Sur les phénomènes qui se produisent dans un circuit à courant alternatif contenant une soupape électrique. — P. 976-996.

Dans la première partie du mémoire, l'auteur étudie au point de vue théorique l'allure de la courbe de courant dans un circuit alimenté par une source alternative et contenant une soupape électrique. Il établit les équations en supposant que la soupape est équivalente à une résistance dont la grandeur varie brusquement de R_1 à R_2 quand le courant change de sens. Si R_1 est petit et R_2 très grand (ou inversement), on est dans le cas d'une *soupape parfaite*. Voici les principaux résultats auxquels conduit le calcul :

L'action exercée par la soupape dépend à un haut degré des constantes du circuit (self-induction et résistance).

Si le circuit ne renferme que des résistances ohmiques, il est évident que la soupape a pour unique effet de réduire dans des proportions inégales chacune des deux ondes du courant alternatif.

Si le circuit contient une self-induction très élevée, le courant

résultant est la superposition d'un courant continu I_c et d'un courant presque sinusoïdal de même amplitude. Au point de vue quantitatif, on obtient les relations suivantes : l'intensité de courant efficace $I_{eff.}$ est trois fois plus grande que si la soupape était mise en court-circuit; le rapport $\frac{I_c}{I_{eff.}}$ s'élève à 0,816, tandis qu'il est égal à 0,636 dans le cas d'un circuit purement ohmique. On peut donc, en intercalant une self-induction de grandeur convenable, améliorer beaucoup le fonctionnement de la soupape comme redresseur.

La seconde partie du mémoire est consacrée aux recherches expérimentales que l'auteur a réalisées pour vérifier ses conclusions théoriques. Il opérait à basse fréquence (50 périodes par seconde) sur des soupapes à électrode d'aluminium. Les relevés effectués à l'aide d'un tube de Braun montrent que ces éléments se comportent comme des soupapes à peu près parfaites immédiatement après leur formation, mais qu'ils perdent cette propriété au bout d'un temps assez court.

Sur les événements nouvellement formés, les résultats expérimentaux s'accordent avec la théorie aussi bien au point de vue de l'allure des courbes de courant et de tension qu'à celui des mesures quantitatives.

Des écarts systématiques apparaissent quand on prolonge la durée du fonctionnement. Il est à noter aussi que la théorie simple n'est plus rigoureusement applicable quand les bobines de self-induction contiennent du fer.

PAUL DE LA GORCE.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT.

P. GEHNE, W. HAMMER, HEYGENDORFF. — Quelques appareils. — P. 946-950.

P. Gehne (p. 946-948) décrit un appareil permettant de montrer en projection la vérification de la loi de Mariotte, pour des pressions peu élevées. Cet appareil, ingénieusement combiné, mais délicat à construire, repose sur le même principe que le baromètre tronqué; on le trouve dans le commerce (Leybold, à Cologne).

W. Hammer (p. 948-950) décrit : 1° un *balai pour machines à influences*, aisément remplaçable quand il est usé; des rubans de clin-

quant sont tordus ensemble sur une longueur de 50 centimètres environ, et le tout est replié en zigzag dans une sorte de douille cylindrique par l'ouverture de laquelle on n'a qu'à tirer un pinceau de longueur convenable ; la douille est vissée sur les conducteurs à balais ;

2° Un *commutateur à contact parfait ;* les godets à mercure du commutateur à bascule ordinaire sont remplacés par deux tubes de verre perpendiculaires à une même tige horizontale formant axe de rotation et actionnée par la clef du commutateur ; à chacune de leurs extrémités sont soudés deux fils de platine, qui, lorsque les tubes sont verticaux, sont noyés dans une quantité convenable de mercure ; ces fils sont reliés aux bornes de telle façon qu'une rotation de l'axe inverse le courant ;

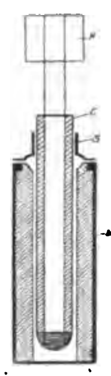


Fig. 1.

3° Un très ingénieux *électrophore cylindrique* (*fig.* 1) : M, cylindre métallique revêtu intérieurement de diélectrine ; C, tube métallique entourant un bâton de diélectrine qui déborde au-dessous (pour éviter qu'une fausse manœuvre ne le décharge contre M quand on le retire au moyen de la poignée H, également en diélectrine) ; S, bague de serrage à fente, permettant de maintenir C à une hauteur quelconque et assurant son contact avec le sol. Pour charger le cylindre C, tourner énergiquement et plusieurs fois le cylindre creux autour de lui ; la charge prise et emportée varie avec la longueur utilisée ; cet appareil permet de donner à un électroscope une charge constante et graduée. Une bonne grandeur permettant toutes sortes d'expériences de cours comporte $3^{cm},8$ de diamètre et 40 centimètres de longueur on augmente la charge en chauffant légèrement le cylindre C, soit au

soleil, soit sur une flamme; mieux encore, on frotte énergiquement avec une tige de bois entourée de feutre et préalablement chauffée.

Heygendorff (p. 950) décrit un *psychromètre simple*, permettant d'étalonner un hygromètre à cheveu. Dans un vase métallique poli on a versé de l'eau à une température un peu supérieure à celle du point de rosée et un peu de sel ammoniac. On agite avec un thermomètre et on lit le point de rosée sur ce thermomètre lui-même.

P. Lugol.

J. ZENNECK. — Sur la transformation d'un courant alternatif en un courant de fréquence triple. — P. 953-954.

On s'appuie sur cette propriété de l'arc alternatif, que sa tension, dans des circonstances appropriées, présente une importante composante de fréquence triple. Il suffit de placer en dérivation sur l'arc un circuit comprenant un condensateur et une self, réglés de telle façon que le courant alternatif de fréquence triple qui se produit dans ce circuit dérivé ait l'amplitude maxima.

C.-W. LUTZ. — Construction nouvelle de l'électromètre à fil. — P. 954-962.

L'appareil peut être utilisé soit à la mesure du potentiel, soit à la mesure des charges.

I. Il se compose essentiellement d'un fil de platine extrêmement mince (1 à 2 μ), isolé, convenablement tendu et disposé entre deux plateaux parallèles qu'on peut porter à des potentiels différents (par exemple égaux et de signes contraires). Le fil, étant en communication avec la source dont on veut mesurer le potentiel, s'incurve sous l'action du champ électrique créé par les plateaux, et on peut repérer la position de son centre au moyen d'un microscope muni d'un micromètre oculaire.

Pour la mesure des potentiels élevés, on charge les plateaux à de petits potentiels ($\pm$ 10 volts); au contraire, pour la mesure des faibles potentiels, on charge les plateaux avec une batterie à potentiels élevés.

De toute façon les déplacements éprouvés par le fil ne sont pas proportionnels aux potentiels à mesurer, et il faut étalonner l'instrument dans chaque cas particulier.

II. On peut d'ailleurs appliquer à cet instrument les divers modes de montage, en usage pour l'électromètre à quadrants :

1° Montage symétrique : c'est celui que nous venons de décrire, et il convient également à la mesure des charges ;

2° Le fil est chargé à l'aide de la source auxiliaire ; l'un des plateaux est au sol, l'autre à la source à potentiel inconnu ;

3° Le fil et l'un des plateaux sont reliés à la source, l'autre plateau étant au sol.

III. Enfin l'instrument peut être utilisé à la façon d'un électroscope, dans le montage dit à influence : le fil est à la source, les deux poteaux au sol, mais l'un d'eux est plus rapproché du fil que l'autre, et c'est vers ce plateau que se produit le déplacement du fil.

J. Guyot.

W. GAEDE. — Le frottement extérieur des gaz ; nouveau principe de machine pneumatique : la pompe pneumatique moléculaire. — P. 864-870.

Le principe de cet appareil est en relation avec le phénomène du glissement des gaz le long d'une paroi étudiée par Kundt et Warburg [1] et, plus récemment, par Knudsen [2]. On sait qu'il existe une gaine gazeuse condensée sur une surface de verre quand la pression est supérieure à $0^{mm},001$; au contraire, quand le vide est poussé plus loin, la gaine disparaît et, en même temps, à la réflexion des molécules gazeuses succède un phénomène de diffusion.

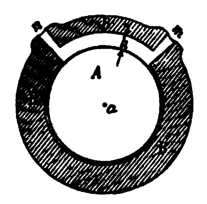


Fig. 1.

M. Gaede a été amené, par des considérations de ce genre qu'il publiera ultérieurement en détail, à construire une nouvelle pompe pneumatique sans liquide ; un cylindre A tournant à grande vitesse

(1) *Pogg. Ann.*, CLV, p. 335 et 525 ; 1875.
(2) *Ann. d. Ph.*, XXVIII, p. 75 ; 1909.

dans le sens des aiguilles d'une montre (*fig.* 1) entraîne le gaz venant de *n* vers *m*.

A des pressions relativement élevées, la différence des pressions en ces deux points reste constante ; à des pressions très basses, c'est le rapport qui est sensiblement invariable. La machine est constituée en pratique par plusieurs cylindres de même axe faisant le vide en série (*fig.* 2).

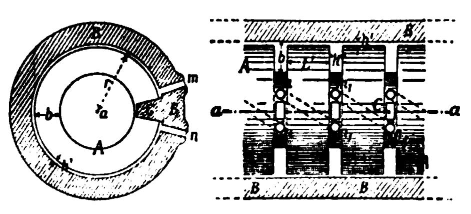


Fig. 2.

On commence par faire le vide avec une pompe auxiliaire; on obtient avec une pompe tournant à 8.000 tours, mise en mouvement par un moteur électrique de $\frac{1}{3}$ de cheval, un vide qui demanderait 10 fois plus de temps avec la pompe à mercure, et on peut descendre jusqu'à 10^{-6} millimètres. Il faut noter que, par son fonctionnement, la nouvelle pompe enlève les vapeurs aussi bien que les gaz. L'emploi des tubes desséchants est inutile.

En plaçant un élément thermoélectrique en C, on constate l'effet thermique prévu par la théorie cinétique.

Fr. AIGNER et L. FLAMM. — Analyse de courbes d'amortissement. P. 1151-1155.

Les courbes d'amortissement ont la forme générale

$$y(t) = u_1 e^{\alpha_1 t} + u_2 e^{\alpha_2 t} + \ldots + u_n e^{\alpha_n t}.$$

Dans le cas du dépôt actif de l'émanation du radium, $n = 3$; le courant de saturation est donné en fonction du temps par

$$(1) \qquad y(t) = u e^{\alpha t} + v e^{\beta t} + w e^{\gamma t}.$$

α, β, γ caractérisent les substances Ra A, Ra B, Ra C.

u, v, w dépendent au contraire d'un grand nombre de facteurs expérimentaux. Il s'agit ici de déterminer l'équation (1), connaissant les courbes expérimentales d'amortissement.

En considérant des intervalles t_1, $t_1 + \tau$, $t_1 + 2\tau$, $t_1 + 3\tau$, on a, en posant $e^{\alpha t}x$, $e^{\beta t}y$, $e^{\gamma t}z$,

$$\begin{aligned}
ue^{\alpha t_1} + ve^{\beta t_1} + we^{\gamma t_1} &= a_1,\\
ue^{\alpha t_1}x + ve^{\beta t_1}y + we^{\gamma t_1}z &= a_2,\\
ue^{\alpha t_1}x^2 + ve^{\beta t_1}y^2 + we^{\gamma t_1}z^2 &= a_3,\\
ue^{\alpha t_1}x^3 + ve^{\beta t_1}y^3 + we^{\gamma t_1}z^3 &= a_4
\end{aligned}$$

d'où :

$$(2)\qquad \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & a_1 \\ x & y & z & a_2 \\ x^2 & y^2 & z^2 & a_3 \\ x^3 & y^3 & z^3 & a_4 \end{vmatrix} = 0.$$

En prenant successivement des abscisses initiales t_1, t_2, t_3, t_4, on a la condition de compatibilité :

$$(3)\qquad \begin{vmatrix} a_1 & a_2 & a_3 & a_4 \\ b_1 & b_2 & b_3 & b_4 \\ c_1 & c_2 & c_3 & c_4 \\ d_1 & d_2 & d_3 & d_4 \end{vmatrix} = 0.$$

On ordonne les équations du type (2) par rapport à x, y, z ; on est amené ainsi à une équation du 3e degré.

Dans le cas où le nombre des exponentielles contenues dans l'équation d'amortissement est inconnu, on recherche l'ordre des déterminants du genre (3), nuls dans un domaine étudié expérimentalement. Exemples.

A. BATCHINSKI. — Loi de la viscosité des liquides (note préliminaire). — P. 1157.

L'auteur annonce qu'en portant en abscisses les volumes spécifiques d'un liquide à diverses températures et en ordonnées les fluidités correspondantes, on obtient une droite. Exemple : l'iodure de propyle. A. GRUMBACH.

R. GANS. — La courbe d'absorption des solutions colloïdales d'argent. P. 1185-1186.

L'auteur montre que l'étude de l'absorption des solutions colloïdales d'argent permettrait de connaître la forme des particules du métal en suspension.

Il a d'ailleurs déjà publié [1] des recherches de cet ordre sur les solutions colloïdales d'or.

---

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XXXVII, 881 ; 1912.

CONSTANTIN ZARKZEWSKI. — Calcul des constantes optiques des métaux basé sur la mesure des différences de phase. — P. 1186-1189.

En général, pour trouver les constantes optiques d'un métal, on mesure, outre la différence de phase entre les composantes de la vibration réfléchie, le rapport de lèurs amplitudes. Or l'état de la surface du miroir métallique (propreté, poli plus ou moins parfait) influe d'une manière entièrement différente sur ces deux facteurs; on est alors souvent obligé d'étudier séparément la différence de phase et le rapport des amplitudes des deux vibrations, avec deux miroirs différemment travaillés.

L'auteur cherche à éviter cette difficulté en basant uniquement le calcul des constantes optiques sur des mesures de différences de phases correspondant à des angles d'incidence différents. Il montre que ce calcul est possible, indique la manière de l'effectuer et l'applique au cas de l'argent, du nickel et du zinc.

JUN ISHIWARA. — Contribution à la théorie de la gravitation. — P. 1189-1193.

L'auteur déduit des équations de l'électromagnétisme les hypothèses d'Abraham sur le tenseur de gravitation et sur la proportionnalité de l'énergie et de la pesanteur. Ses déductions sont indépendante de toute conception métaphysique sur le temps ou l'espace.

J. BURGER et J. KŒNISBERGER. — Propriétés électriques de quelques vapeurs présentant des bandes d'absorption. — P. 1198-1199.

M. Kœnigsberger a émis l'hypothèse que les bandes d'absorption sont dues à une dissociation chimique (1); d'autre part, M. Stark (2) suppose qu'elles sont dues à la séparation ou à la recombinaison d'électrons. Les auteurs montrent, par des expériences sur le brome et le peroxyde d'azote, que ces gaz ne présentent pas d'ionisation sensible, même sous l'action des radiations lumineuses qu'ils absorbent. P. JOB.

(1) *Ann. d. Phys.*, 602; 1912.
(2) *Phys. Zeit.*, IX, 85; 1908.

STRIOSCOPE ET STRIOGRAPHE INTERFÉRENTIELS. — FORME INTERFÉRENTIELLE DE LA MÉTHODE OPTIQUE DES STRIES;

Par M. G. SAGNAC (1).

1. Introduction. Méthodes de Foucault et de Töpler. — Une méthode de Foucault (2) rend directement visibles, lumineuses sur un fond noir, les régions d'un miroir ou d'un objectif qu'il convient de retoucher pour diminuer les aberrations (3).

Le dispositif *strioscopique* comprend : une ouverture AB (*fig.* 1), bien délimitée et fortement éclairée : un système optique O aplanétique et achromatique (de préférence un miroir concave), qui forme une bonne image de AB en A'B'; un petit écran opaque A'B' réglé de manière à intercepter tout juste l'image A'B' sans la déborder, (position sensible); un écran de projection E conjugué du plan S où se produisent les troubles optiques à étudier. La lumière déviée par le trouble optique S passe en partie à côté de l'écran (4) A'B' et vient former une strie brillante S', image du trouble optique S, sur *le fond noir* de l'écran E. L'appareil est un *strioscope à projection*.

En remplaçant l'écran de projection E par une lunette-viseur ou un appareil photographique au point sur S, on peut observer les stries brillantes sur fond noir (*strioscope à viseur*), ou bien les photographies (*striographe*).

Si, au lieu de mettre le viseur au point en S en deçà du système O,

(1) Travail résumé dans les *Comptes Rendus de l'Acad. d. Sc.* du 10 juillet 1911, t. CLIII, p. 901, présenté à la Société française de Physique dans la séance du 7 juin 1912.

(2) On peut lire dans un ouvrage de Huygens la description de la méthode de Foucault dans ce qu'elle a d'essentiel [Raveau, *J. de Phys.*, 4e série, t. I (1902), p. 115].

(3) Foucault, *Recueil des Travaux scientifiques*, Paris, 1878, p. 234. — Töpler, puis Dvorak ont généralisé la méthode et l'ont appliquée aux troubles d'homogénéité de l'air ou d'un fluide quelconque qu'ils ont rendus visibles sous forme de *stries* brillant sur un fond noir (*Schlierenmethode* ou *méthode des stries*). E. Mach, L. Mach, Wood, Tanakadate, ... ont fait de belles applications de cette méthode des stries (Voir la bibliographie dans mon mémoire : *Le Radium*, t. VIII, p. 241, 1911).

(4) Ordinairement on utilise un seul bord A' de l'écran opaque qui déborde alors B' et y intercepte la lumière déviée par les troubles optiques; l'image des stries n'utilise ainsi que la lumière déviée près d'un seul bord A'; mais il est plus facile de régler la position sensible du bord unique A'.

on le met au point sur le système O, lentille ou miroir, on observe, par la méthode de Foucault, les régions de cette lentille ou de ce miroir qui sont les sources des aberrations et demandent une retouche ; l'appareil devient un *aberroscope*. En remplaçant le viseur par un appareil photographique, on a un *aberrographe ;* les défauts intérieurs des lentilles ont été photographiés avec un dispositif de ce genre [A. Gerschoun, *Arch. f. Wiss. Photographie* (1899), p. 332].

Un objet diffringent comme un pinceau de poils, un bord d'écran, un nuage de poussière, apparaît par le même mécanisme qu'un filet d'air chaud en déviant la lumière de part et d'autre de l'écran strioscopique A'B' qui intercepte la lumière directe (G. Lippmann, *Leçon d'Acoustique et d'Optique*, Paris, Hermann, p. 183-185).

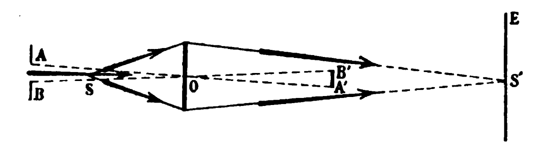


Fig. 1.

Microstrioscope. — Il me paraît intéressant de remplacer le système optique O par un petit objectif de quelques centimètres seulement de distance focale monté sur un microscope. Le *microstrioscope* ainsi réalisé permettra d'étudier des stries dont les détails échappent par leurs petites dimensions à la méthode ordinaire. Il permettra, avec les plus faibles objectifs du microscope, de rejoindre les dispositifs *ultra-microscopiques* qui utilisent, comme on sait, la réflexion totale pour écarter la lumière directe tout en laissant pénétrer dans l'instrument la lumière de diffraction des particules étudiées ; dans le corps du microscope sera placé l'écran opaque destiné à recouvrir exactement l'image A'B' de l'ouverture éclairante AB.

Pour donner au dispositif toute la sensibilité possible, on remplacera l'ouverture éclairante AB par une série de fentes parallèles et équidistantes, convenablement rapprochées : un réseau de diffraction de 1/100 de millimètre d'intervalle fondamental tel qu'un réseau sur verre à intervalles parfaitement opaques associé à un objectif peu puissant, conviendra sans doute ; placé un peu plus loin de l'objectif que les stries étudiées, il fournira avant l'oculaire une bonne image qui remplacera l'image A'B' de la *fig.* 1. Un second réseau géométri-

quement semblable au complémentaire du premier sera disposé sur cette image et servira d'écran opaque. En orientant parallèlement les deux réseaux et choisissant convenablement la position du premier, on parviendra à faire couvrir les bandes brillantes de l'image du premier par les intervalles opaques du second, de manière à réaliser un *fond noir sensible :* une petite strie apparaîtra brillante sur le fond noir en déviant la lumière qui la traverse de manière à déplacer ou déformer l'image des traits du premier réseau d'une fraction de l'intervalle fondamental du second.

2. **Principe de la strioscopie interférentielle.** — Soit un dispositif interférentiel à faisceaux plus ou moins séparés produisant des interférences à centre noir. Réglons le système interférentiel de manière à élargir la frange centrale noire; supposons qu'on puisse obtenir ainsi une frange extrêmement large, un champ d'interférence uniformément sombre. Maintenant produisons des troubles optiques sur le trajet des faisceaux ou d'un seul des faisceaux, de manière à altérer les conditions exactes de l'interférence ; en particulier l'opposition des phases des deux vibrations interférentes ne subsiste plus sur une image de la région troublée ; la lumière y reparaît alors, formant des stries brillantes sur le fond noir interférentiel. On constituera donc un strioscope en associant un dispositif interférentiel à champ uniformément sombre et un viseur mis au point sur les troubles optiques dont on veut observer ou photographier l'image.

Pour que le champ interférentiel soit obscur, il faut d'abord que les vibrations interférentes aient des phases opposées, et cette opposition de phase doit être réalisée pour toutes les radiations, si l'on veut pouvoir opérer en lumière complexe. Cette opposition *achromatique* des phases sera *rigoureusement* réalisée (§ 5).

Il faut ensuite que les amplitudes des deux vibrations interférentes soient égales. Cette condition sera réalisée *achromatiquement d'une manière approchée* (§ 6).

On peut regarder le champ sombre de la méthode de Töpler comme un champ sombre d'interférence : l'ombre adjacente à l'image A'B' résulte de l'interférence des diverses vibrations lumineuses élémentaires d'Huygens-Fresnel, issues des divers éléments de surface libre du système optique O ; si cette ouverture libre se trouve rétrécie de plus en plus, l'image A'B' s'étale de part et d'autre

de l'écran opaque et le champ obscur primitif s'éclaire de plus en plus ; l'interférence des vibrations élémentaires d'Huygens-Fresnel y devient de moins en moins complète ; les bords de l'image A'B', élargis par la diffraction, sont en même temps de moins en moins bien définis et de plus en plus difficiles à délimiter et à couvrir tout juste par un écran opaque.

STRIOSCOPE ET STRIOGRAPHE INTERFÉRENTIELS A CIRCUIT OPTIQUE QUADRANGULAIRE.

3. **Dispositif optique.** — C'est, en principe, celui de l'interféromètre à faisceaux inverses que j'ai déjà décrit (*C.R.*, t. 150 ; 1910, p. 1676), mais avec un miroir de plus. La *fig.* 2 représente à l'échelle de $\frac{1}{5}$ celui que j'ai réalisé, deux prismes de verre P_1, P_2 sont rapprochés par leurs bases interférentiellement planes et forment un parallélipipède coupé en diagonale par la lame d'air ll' à faces parallèles. Au sortir d'un collimateur C, la lumière se divise sur la lame d'air ll' en vibrations transmises (amplitude relative T) et vibrations réfléchies (amplitude R), qui se propagent en sens inverse le long d'un même circuit plan, renfermant trois miroirs plans m, M, m'. L'objectif L d'un appareil photographique (*striographe*, *fig.* 2) ou d'une lunette-viseur (*strioscope*) reçoit à la fois les vibrations T une seconde fois transmises par la lame d'air (amplitude T^2) et les vibrations R une seconde fois réfléchies par la même lame ll' (amplitude R^2).

Un polariseur (non figuré) définit une vibration de Fresnel perpendiculaire au plan du circuit (premier azimut de polarisation), ou bien parallèle au plan du circuit (deuxième azimut). Dans l'un ou l'autre de ces deux cas, l'appareil sera réglé de manière à obtenir l'égalité des amplitudes T^2 et R^2 des deux vibrations interférentes, du moins au voisinage d'une certaine radiation de longueur d'onde λ_1.

Une propriété remarquable de ce dispositif est que, par suite de la transparence parfaite de la lame ll', il y a opposition rigoureuse des phases des vibrations T^2 et R^2, lorsque les deux faisceaux interférents sont exactement superposés tout le long du circuit $JmMm'J$ qu'ils parcourent en sens opposés. Une démonstration très simple de ce résultat sera donnée plus loin (§ 5).

Dans ces conditions, en lumière monochromatique λ_s, la frange centrale est élargie indéfiniment ; le champ d'interférence est uniformément obscur. En lumière blanche, il est, en principe, coloré, mais pratiquement très sombre et d'autant plus sombre que l'égalité des amplitudes T^2 et R^2 est réalisée d'une manière plus achroma-

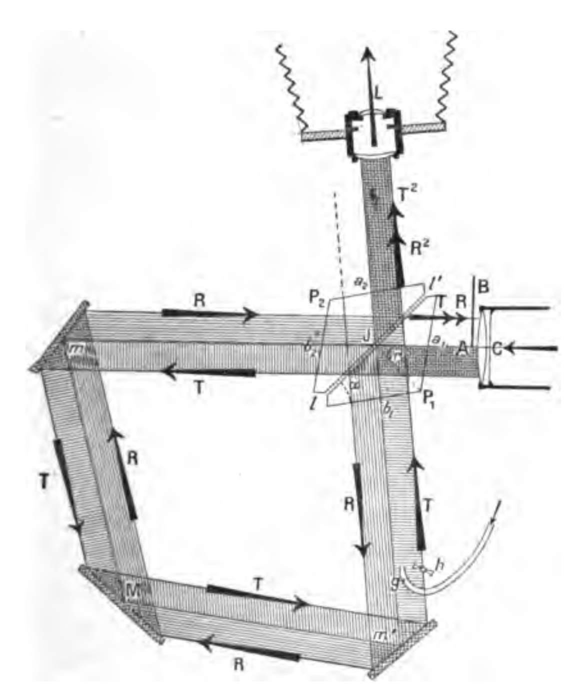


Fig. 2.

tique (§ 6) ; l'opposition des phases vibratoires subsiste pour toutes les longueurs d'onde et *pour toute épaisseur de la lame d'air ll'*.

Les miroirs *m*, M, *m'* qui, avec le double prisme P_1, P_2 définissent le circuit optique, étant en nombre *impair*, la superposition géométrique des faisceaux T et R n'est qu'apparente : la *fig.* 2 montre qu'ils sont retournés l'un par rapport à l'autre ; le côté de T intérieur au circuit correspond au côté de R extérieur au circuit, et inversement. Si l'on couvre alors par un écran AB (*fig.* 2) une moitié du faisceau issu de C, les demi-faisceaux interférents respectés par l'écran restent superposés en T^2 et R^2 à la sortie du double prisme ;

mais, dans le circuit optique $JmMm'J$, ils sont exactement séparés et juxtaposés ; l'un est sur le côté intérieur du circuit quand l'autre est sur le côté extérieur; l'échange des positions des demi-faisceaux se fait après chacune des réflexions sur m, M ou m'.

Le dispositif interférentiel fournit ainsi deux faisceaux juxtaposés inverses T et R, et le champ interférentiel est sombre.

En même temps on voit que l'écran AB reçoit une lumière d'*autocollimation* due à la superposition des vibrations réfléchies au retour par la lame d'air ll' (amplitude TR) et des vibrations R transmises au retour par ll' (amplitude RT). En remplaçant l'écran AB par un miroir incliné ou un prisme à réflexion totale, on peut recueillir latéralement cette lumière d'autocollimation dans une seconde chambre photographique ou dans un second viseur; le polariseur est alors inutile, les vibrations TR et RT ont même phase et le champ est uniformément brillant.

4. Aspect des stries et des corps opaques ou transparents. — Les troubles optiques étudiés et les objets opaques qui les produisent, par exemple un petit jet de gaz et le bec g d'où il s'échappe, sont sur le trajet de l'un T des deux demi-faisceaux (*fig.* 2). La lunette-viseur, ou l'appareil photographique, est au point sur g à travers le double prisme.

Un *corps opaque*, tel que le métal du bec g, arrête l'un des deux faisceaux interférents (T dans la *fig.* 2). Sur le fond noir, dans le viseur ou dans la chambre photographique, la projection du corps opaque g apparaît uniformément éclairée par les vibrations R que le corps opaque a libérées en interceptant en g les vibrations antagonistes T.

Une large lame de verre à faces parallèles placée sur un seul T des deux faisceaux fait reparaître la lumière sur toute son image. Un large jet de gaz d'éclairage, s'échappant d'une fente ($1^{mm},5$ d'épaisseur) orientée perpendiculairement à la lumière du faisceau T, fournit une image strioscopique claire, uniforme près de la fente; à chaque bord, un filet lumineux s'ajoute à l'image large dont une bande obscure le sépare.

Un jet étroit de gaz d'éclairage produit, en général, deux filets lumineux correspondant à ses deux bords. La moindre bulle de gaz d'éclairage apparaissant à l'ouverture d'un petit bec produit une sorte de goutte lumineuse.

Les moindres filets d'air chaud qui s'élèvent autour des doigts de la main fournissent des stries lumineuses très brillantes et constituent une action beaucoup trop forte pour donner une idée de la sensibilité de la méthode.

La lumière apparaît sur le fond sombre quand on agite l'air dans le voisinage ou quand on fait tourner rapidement une petite hélice *h* (*fig.* 2) de 2 ou 3 centimètres de diamètre, placée sur l'un des faisceaux; un seul tour d'hélice fait en moins d'une seconde, suffit pour faire apparaître une lueur sur le verre dépoli de la chambre photographique. Les deux faisceaux étant juxtaposés, l'influence perturbatrice des courants d'air généraux et de l'inégale distribution des températures se trouve heureusement très réduite.

La *lumière d'autocollimation* C fournit des stries complémentaires de celles de la lumière directe L. Par exemple, l'air chaud de la main, au lieu de stries brillantes sur fond sombre, produit sur le fond lumineux d'autocollimation des stries sombres semblables à des filets de fumée. Presque toute la lumière incidente est alors soustraite au champ d'autocollimation sur l'image sombre des stries et se concentre sur l'image brillante donnée par l'objectif L.

L'observation par autocollimation C a l'intérêt de n'exiger ni la polarisation de la lumière incidente, ni le réglage d'une épaisseur bien déterminée de la lame d'air du double prisme, ni le réglage d'une incidence particulière (voir § 8).

D'un autre côté, la sensibilité aux faibles défauts d'homogénéité est bien plus grande en L qu'en C ; une image lumineuse se détache déjà sur le fond sombre L quand l'image complémentaire C ne produit qu'une diminution inappréciable de l'éclat du champ lumineux d'autocollimation.

Quand le réglage de superposition des faisceaux T et R est insuffisant, le champ L présente des plages inégalement sombres. Il arrive alors souvent qu'une strie qui se détache en clair sur les parties les plus sombres du champ se continue par une strie sombre sur une partie plus claire.

Quand on enlève l'écran AB (*fig.* 2) et que l'objectif L reçoit le faisceau (T^2, R^2) entier (deux fois plus large que le faisceau hachuré de la *fig.* 2), on peut mettre au point soit l'image des stries due au faisceau T, soit l'image due au faisceau inverse R, puisque maintenant les deux faisceaux entiers T et R se recouvrent. Si les stries sont produites au milieu du contour du circuit, il y a une seule mise

au point, et l'on peut observer ou photographier simultanément deux images égales symétriques l'une de l'autre.

5. **Opposition rigoureuse des phases dans la lunette.** — Si les faisceaux T et R du circuit sont exactement superposés, les vibrations lumineuses TR et RT, superposées par autocollimation, ne présentent aucune différence de marche. Il n'y a pas non plus de différence de phase due à la lame d'air uniforme *ll'*, les deux vibrations TR et RT y ayant subi chacune une même transmission et une même réflexion. L'amplitude vibratoire d'autocollimation est donc :

$$C_0 = 2TR\,;$$

l'intensité est :

$$C_0^2 = 4T^2R^2.$$

Le faisceau d'autocollimation fournit ainsi un champ uniformément éclairé par deux vibrations de même amplitude TR et de même phase.

Puisque la lame d'air *ll'* est parfaitement transparente, le champ sombre de la lunette (ou de l'appareil photographique) présente une intensité L_0^2 exactement complémentaire de C_0^2 :

$$L_0^2 = 1 - 4T^2R^2.$$

Or, les intensités T^2 et R^2 des vibrations T et R qu'a séparées la lame d'air transparente sont exactement complémentaires :

$$T^2 + R^2 = 1.$$

On peut donc écrire la valeur de $L^2{}_0$ sous la forme :

$$L_0^2 = (T^2 + R^2)^2 - 4T^2R^2 = (T^2 - R^2)^2,$$

et l'amplitude correspondante L_0 est $(T^2 - R^2)$, différence des amplitudes des vibrations interférentes; c'est donc que *les phases de ces deux vibrations sont exactement opposées* comme on l'avait annoncé.

Cette opposition rigoureuse des phases ne subsiste pas si l'on remplace la lame d'air *ll'* par une argenture transparente déposée sur l'une des faces d'une glace de verre : l'argenture introduit une nouvelle différence de phase entre la vibration T^2 deux fois trans-

mise et la vibration RR′ réfléchie successivement sur les deux faces de l'argenture. Une étude spéciale [1] m'a montré que les phases de T^2 et RR′ s'accordent ordinairement à $\frac{1}{10}$ de période près pour les diverses radiations ; le champ d'interférence dans la lunette est alors uniformément brillant. Il en est de même du champ d'autocollimation où l'accord de phase est forcément rigoureux. Il n'est donc pas possible, avec une glace argentée semi-transparente, d'obtenir directement le champ interférentiel sombre que produit le double prisme à lame d'air.

(*A suivre.*)

SUR LA DISSIPATION DE L'ÉNERGIE;

Par M. L. DÉCOMBE.

De tous les phénomènes qui sollicitent l'attention des physiciens, il n'en est pas qui puisse être considéré comme révélant une loi plus fondamentale de la nature que celui connu sous le nom de *Dissipation de l'Énergie.*

Ce phénomène, qui consiste essentiellement, comme on le sait, dans la production irréversible de chaleur aux dépens d'un travail extérieur, est le compagnon inséparable de tous ceux qui conditionnent les transformations de l'énergie et, si l'on a pu envisager, sous le nom de transformations réversibles, des modifications qui n'en révéleraient pas la présence, il ne faut pas oublier que de telles modifications, purement fictives, ne sont pas autre chose que des cas limites dont la nature peut s'approcher quelquefois, mais qu'elle ne réalise jamais dans leur plénitude. Même dépourvu de ce prestige particulier qu'exercent sur notre imagination tous les phénomènes auxquels, à tort ou à raison, nous attribuons une portée philosophique, la généralité de la dissipation de l'énergie suffirait à lui valoir l'une des toutes premières places parmi ceux que nous considérons, à juste titre, comme fondamentaux.

La question de savoir si la dissipation de l'énergie est susceptible

---

[1] *Comptes Rendus de l'Acad. d. Sc.*, 1912, t. CLIX, p. 1346.

d'une interprétation mécanique, c'est-à-dire d'une réduction aux principes sur lesquels est fondée la mécanique rationnelle, est une de celles qui ont été le plus vivement controversées.

Cependant on peut aisément prévoir, semble-t-il, qu'une telle réduction est incompatible avec les énoncés *classiques* des principes fondamentaux de la mécanique et que, dès lors, il n'y ait plus qu'à rechercher si ces derniers expriment sous leur forme la plus générale le contenu essentiel des principes ou s'ils n'en représentent qu'une modalité particulière.

Bien entendu, il ne saurait être question du principe de l'inertie, qui ne constitue guère qu'une définition précise de la force, ni de celui de l'égalité de l'action et de la réaction qui ne possède pas de caractère véritablement fondamental, mais seulement du principe de l'indépendance des effets simultanés et surtout de celui de l'indépendance de l'état de repos ou de mouvement.

Le premier de ces principes nous apprend que, lorsque plusieurs forces agissent simultanément sur un même point matériel, chacune d'elles agit comme si elle était seule, et le second, que l'effet d'une force est indépendant du mouvement actuel du mobile auquel elle est appliquée.

Il résulte de ce dernier principe qu'une force quelconque ne saurait jamais être fonction de la vitesse du point qu'elle sollicite. Elle peut dépendre — et, en général, elle dépend — de la position de ce point, c'est-à-dire de ses coordonnées, mais non de leurs dérivées par rapport au temps.

Or, la dissipation de l'énergie se manifeste dans tous les phénomènes où interviennent à un degré quelconque ces forces de *frottement dynamique* ou de *viscosité* que l'on qualifie plus généralement de *résistances passives* et que l'expérience révèle comme fonctions des vitesses. C'est, en effet, le dégagement irréversible de chaleur inséparable du travail des résistances passives (auquel il est d'ailleurs équivalent) qui constitue essentiellement le phénomène de la dissipation.

Celui-ci paraît donc en contradiction irréductible avec le principe de l'indépendance de l'état de repos ou de mouvement, au même titre d'ailleurs que les résistances passives dont l'introduction en mécanique a toujours été considérée comme purement empirique.

Toutefois, avant de s'arrêter à une telle conclusion, il y a lieu de distinguer entre le contenu essentiel du principe et l'énoncé au

moyen duquel on le traduit habituellement et de rechercher si ce dernier ne serait pas susceptible d'une forme plus générale dont on pourrait tirer un meilleur parti.

Examinons donc attentivement l'énoncé du principe en question et d'abord rappelons cet énoncé :

Soient M *et* M′ *deux positions infiniment voisines du mobile correspondant aux instants* t *et* $t + dt$. *Le vecteur* MM′ *est résultante géométrique du vecteur* $MM_1 = vdt$, *porté sur la tangente en* M *à la trajectoire* (*v représente la vitesse du mobile en* M), *et du vecteur* M_1M' *qui représente l'effet de la force motrice agissant seule, à partir du repos, sur le point* M. *Le vecteur* M_1M' *est fonction des seules coordonnées du point* M (¹).

Cet énoncé suppose visiblement que les coordonnées x, y, z du mobile soient des fonctions continues du temps admettant des dérivées première et seconde également continues.

Or, cette hypothèse, sur laquelle est fondée toute la mécanique classique, n'est pas susceptible de vérification directe, l'imperfection de nos moyens d'observation ne nous permettant pas de suivre, dans ses détails ultimes, le mouvement d'un point matériel et de discerner les très petites discontinuités dont il pourrait être affecté. Si l'on suppose que le mouvement du point considéré subisse de très petites et très rapides variations, comme le seraient par exemple celles qui résulteraient d'un mouvement irrégulier d'agitation de faible amplitude (mouvement brownien) dont il serait animé le long de sa trajectoire, il devient tout à fait évident, d'une part, qu'il n'est plus permis de considérer sur cette trajectoire deux positions infiniment voisines du mobile et, d'autre part, qu'il y a lieu de distinguer entre le mouvement *caché* représenté par l'agitation irrégulière du mobile (supposée insensible) et son mouvement *contrôlable* figuré par un déplacement (en apparence continu) le long d'une trajectoire que l'on peut considérer comme le lieu des positions moyennes du mobile dans son mouvement irrégulier d'agitation.

(¹) Les coordonnées du mobile étant représentées par x, y, z, celles de la force motrice par X, Y, Z, les composantes de l'effet produit par celle-ci, pendant le temps dt, sur le mobile supposé d'abord au repos, ont respectivement pour expressions : $\frac{1}{2}\frac{X}{m}dt^2$, $\frac{1}{2}\frac{Y}{m}dt^2$, $\frac{1}{2}\frac{Z}{m}dt^2$, m désignant la masse du mobile. En égalant ces composantes à celles $\left(\frac{1}{2}d^2x, \frac{1}{2}d^2y, \frac{1}{2}d^2z\right)$ du vecteur M_1M', on obtient : $d^2x = \frac{X}{m}dt^2$; $d^2y = \frac{Y}{m}dt^2$; $d^2z = \frac{Z}{m}dt^2$, c'est-à-dire les équations classiques du mouvement.

Cette distinction entre le mouvement caché et le mouvement contrôlable n'est pas nouvelle. Elle a été proposée par Helmholtz dans ses recherches sur le second principe de la thermodynamique. On la retrouve, d'autre part, à la base même des considérations développées par M. Boussinesq pour établir la notion de *mouvement moyen local* dont ce mathématicien a fait un si remarquable usage en mécanique physique. Nous sommes donc bien, semble-t-il, dans la bonne voie, en cherchant à introduire cette distinction fondamentale dans l'énoncé même de l'indépendance de l'état de repos ou de mouvement, c'est-à-dire à tenir compte des discontinuités que l'existence du mouvement caché peut et doit introduire dans les coordonnées contrôlables du mobile.

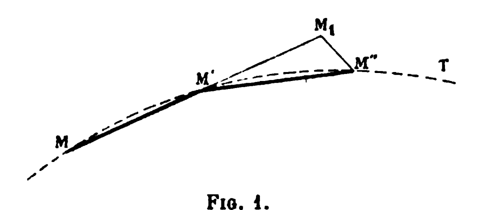


Fig. 1.

Dans ce but, nous allons préalablement substituer à l'énoncé classique que nous rappelions tout à l'heure un énoncé équivalent faisant intervenir trois positions consécutives du mobile séparées par un même intervalle de temps très petit Δt.

La continuité sera d'abord supposée parfaite.

Soient M, M′, M″ les trois positions du mobile aux instants t, $t + \Delta t$, $t + 2\Delta t$. Prolongeons la corde MM′ d'une longueur $M'M_1$ égale à elle-même et joignons M_1M''.

Les coordonnées de M étant x, y, z, celles de M′ seront :

$$x + \Delta x, \qquad y + \Delta y, \qquad z + \Delta z,$$

celles de M_1 :

$$x + 2\Delta x, \qquad y + 2\Delta y, \qquad z + 2\Delta z,$$

et enfin celles de M″ :

$$x + 2\Delta x + \Delta^2 x, \qquad y + 2\Delta y + \Delta^2 y, \qquad z + 2\Delta z + \Delta^2 z.$$

Le vecteur M_1M'' a donc pour projections sur les trois axes :

$$\Delta^2 x, \qquad \Delta^2 y, \qquad \Delta^2 z,$$

et il est facile de voir qu'il représente, aux termes du 4[e] ordre près *deux fois* l'effet de la force motrice, agissant seule, pendant le temps Δt, SUR LE POINT M' supposé d'abord au repos [1]. En disant: *sur le point* M', j'entends que la force, définie en fonction des coordonnées du mobile, est supposée avoir la valeur qui correspond aux

---

[1] Voici la démonstration de cette propriété. Soient :

(1) $$m\frac{d^2x}{dt^2} = X, \qquad m\frac{d^2y}{dt^2} = Y, \qquad m\frac{d^2z}{dt^2} = Z,$$

les équations du mouvement.

Calculons $\Delta^2 x$, $\Delta^2 y$, $\Delta^2 z$.

Pour cela écrivons, pour Δx, par exemple :

$$\Delta x = \Delta t\frac{dx}{dt} + \frac{\Delta t^2}{1.2}\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\Delta t^3}{1.2.3}\frac{d^3x}{dt^3} + \frac{\Delta t^4}{1.2.3.4}\frac{d^4x}{dt^4} + \ldots,$$

puis

$$\Delta^2 x = \Delta t\frac{d(\Delta x)}{dt} + \frac{\Delta t^2}{1.2}\frac{d^2(\Delta x)}{dt^2} + \frac{\Delta t^3}{1.2.3}\frac{d^3(\Delta x)}{dt^3} + \frac{\Delta t^4}{1.2.3.4}\frac{d^4(\Delta x)}{dt^4} + \ldots,$$

ou, enfin (en remplaçant Δx par sa valeur tirée de la ligne précédente) :

(2) $$\begin{cases} \Delta^2 x = \Delta t^2\dfrac{d^2x}{dt^2} + \Delta t^3\dfrac{d^3x}{dt^3} + \dfrac{7}{12}\Delta t^4\dfrac{d^4x}{dt^4} + \ldots \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{cases}$$

On obtiendrait des expressions semblables pour $\Delta^2 y$ et $\Delta^2 z$.

D'un autre côté, les composantes F_x, F_y, F_z de la force qui agit en M' sur le mobile considéré ont respectivement pour valeurs :

(3) $$\begin{aligned} F_x &= X + \Delta t\cdot\frac{\partial X}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{1.2}\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} + \ldots, \\ F_y &= Y + \Delta t\cdot\frac{\partial Y}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{1.2}\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} + \ldots, \\ F_z &= Z + \Delta t\cdot\frac{\partial Z}{\partial t} + \frac{\Delta t^2}{1.2}\frac{\partial^2 Z}{\partial t^2} + \ldots, \end{aligned}$$

c'est-à-dire en vertu des équations (1) :

$$F_x = m\left(\frac{d^2x}{dt^2} + \Delta t\frac{d^3x}{dt^3} + \frac{\Delta t^2}{2}\frac{d^4x}{dt^4} + \ldots\right)$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

En tenant compte de ces expressions, on trouve pour les composantes :

$$\frac{1}{2}\frac{F_x}{m}\Delta t^2, \qquad \frac{1}{2}\frac{F_y}{m}\Delta t^2, \qquad \frac{1}{2}\frac{F_z}{m}\Delta t^2$$

de l'effet produit par F supposée constante et agissant seule, pendant le temps Δt, sur le point M' pris au repos, les valeurs suivantes :

(4) $$\begin{cases} \dfrac{1}{2}\left(\Delta t^2\dfrac{d^2x}{dt^2} + \Delta t^3\dfrac{d^3x}{dt^3} + \dfrac{\Delta t^4}{2}\dfrac{d^4x}{dt^4} + \ldots\right) \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{cases}$$

qui, multipliées par 2, deviennent identiques, aux termes près du 4[e] ordre, aux expressions (2) du vecteur M_1M''.

coordonnées du point M'. Cette valeur est d'ailleurs supposée constante pendant tout l'intervalle de temps Δt.

L'énoncé classique est donc équivalent au suivant [1] :

Soient M, M', M'', les trois positions du mobile aux instants t, $t + \Delta t$, $t + 2\Delta t$.

Le vecteur M'M'' *est résultante du vecteur* $M'M_1$ (= MM') *porté dans le prolongement de* MM' *et du vecteur* M_1M'' *qui représente* DEUX FOIS *l'action de la force motrice agissant seule, pendant le temps* Δt, SUR LE POINT M', *supposé au repos. Ce dernier vecteur est une fonction des seules coordonnées du point* M'.

L'expression analytique de cet énoncé est immédiate.

Soient, en effet, $X(x, y, z)$, $Y(x, y, z)$, $Z(x, y, z)$ les composantes de la force motrice supposée fonction des seules coordonnées. Les composantes de la force agissant sur le point M' (dont les coordonnées sont $x + \Delta x$, $y + \Delta y$, $z + \Delta z$) ont respectivement pour valeurs $X(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z)$, $Y(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z)$, $Z(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z)$ et l'on a, en vertu de l'énoncé précédent :

$$(1)\qquad \left\{\begin{aligned} \Delta^2 x &= 2 \cdot \frac{1}{2} \frac{X(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z)}{m} \Delta t^2, \\ \Delta^2 y &= 2 \cdot \frac{1}{2} \frac{Y(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z)}{m} \Delta t^2, \\ \Delta^2 z &= 2 \cdot \frac{1}{2} \frac{Z(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z)}{m} \Delta t^2, \end{aligned}\right.$$

ou encore :

$$(2)\qquad \left\{\begin{aligned} m \frac{\Delta^2 x}{\Delta t^2} &= X(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z), \\ m \frac{\Delta^2 y}{\Delta t^2} &= Y(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z), \\ m \frac{\Delta^2 z}{\Delta t^2} &= Z(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z), \end{aligned}\right.$$

aux termes du 4[me] ordre près.

Il est bien évident que, si le mouvement est parfaitement continu, on peut faire tendre Δt vers zéro et qu'on retrouve alors les équations classiques du mouvement.

Supposons, au lieu de cela, que le mouvement soit affecté de très

(1) Dans ma note aux *Comptes Rendus* (9 décembre 1912), j'avais donné à cet énoncé une forme un peu différente quoique rigoureusement équivalente. La forme actuelle paraît meilleure à certains égards.

petites discontinuités ne permettant pas de faire tendre Δt vers zéro, et voyons ce que peuvent donner, dans ce cas, les équations (2).

Les fonctions X (x, y, z), Y (x, y, z), Z (x, y, z) étant supposées continues et développables par la formule des accroissements finis, on obtient :

$$(3) \quad \begin{cases} m \dfrac{\Delta^2 x}{\Delta t^2} = X(x, y, z) + \Delta x \dfrac{\partial X}{\partial x} + \Delta y \dfrac{\partial X}{\partial y} + \Delta z \dfrac{\partial X}{\partial z} + \dots, \\ m \dfrac{\Delta^2 y}{\Delta t^2} = Y(x, y, z) + \Delta x \dfrac{\partial Y}{\partial x} + \Delta y \dfrac{\partial Y}{\partial z} + \Delta z \dfrac{\partial Y}{\partial z} + \dots, \\ m \dfrac{\Delta^2 z}{\Delta t^2} = Z(x, y, z) + \Delta x \dfrac{\partial Z}{\partial x} + \Delta y \dfrac{\partial Z}{\partial y} + \Delta z \dfrac{\partial Z}{\partial z} + \dots, \end{cases}$$

Ceci posé, nous admettrons que, *pour l'observateur extérieur incapable de discerner les très petites discontinuités que nous attribuons à x, y, z et à leurs dérivées, les quotients*

$$\frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad \frac{\Delta y}{\Delta t}, \quad \frac{\Delta z}{\Delta t}, \quad \frac{\Delta^2 x}{\Delta t^2}, \quad \frac{\Delta^2 y}{\Delta t^2}, \quad \frac{\Delta^2 z}{\Delta t^2},$$

sont assimilables à de véritables dérivées

$$\frac{dx}{dt}, \quad \frac{dy}{dt}, \quad \frac{dz}{dt}, \quad \frac{d^2 x}{dt^2}, \quad \frac{d^2 y}{dt^2}, \quad \frac{d^2 z}{dt^2},$$

moyennant, dans chaque cas, une valeur convenable τ de la très petite quantité Δt, valeur qu'il appartiendra à l'expérience de déterminer.

On conçoit facilement, en effet, qu'au delà d'une certaine limite supérieure pour Δt, le quotient $\frac{\Delta x}{\Delta t}$, par exemple, ne puisse plus être assimilé à une dérivée ; d'un autre côté, au-dessous d'une certaine limite inférieure pour la même quantité, les petites discontinuités dont nous supposons l'existence entreraient en jeu. L'assimilation de $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ à une dérivée nécessite donc que Δt soit compris entre certaines limites. L'hypothèse faite ici consiste à admettre que cette assimilation est rigoureuse, dans chaque cas, pour une valeur bien déterminée (τ) de Δt, la même pour les six quotients :

$$\frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad \frac{\Delta y}{\Delta t}, \quad \frac{\Delta z}{\Delta t}, \quad \frac{\Delta^2 x}{\Delta t^2}, \quad \dots$$

Dans ces conditions, si l'on pose :

$$(4) \qquad \Delta x = \tau \frac{dx}{dt}, \qquad \Delta y = \tau \frac{dy}{dt}, \qquad \Delta z = \tau \frac{dz}{dt},$$

les équations (3) prennent la forme :

$$(5) \quad \begin{cases} m \dfrac{d^2x}{dt^2} = X(x, y, z) + \tau \dfrac{\partial X}{\partial x} \dfrac{dx}{dt} + \tau \dfrac{\partial X}{\partial y} \dfrac{dy}{dt} + \tau \dfrac{\partial X}{\partial z} \dfrac{dz}{dt} + \cdots, \\ m \dfrac{d^2y}{dt^2} = Y(x, y, z) + \tau \dfrac{\partial Y}{\partial x} \dfrac{dx}{dt} + \tau \dfrac{\partial Y}{\partial y} \dfrac{dy}{dt} + \tau \dfrac{\partial Y}{\partial z} \dfrac{dz}{dt} + \cdots, \\ m \dfrac{d^2z}{dt^2} = Z(x, y, z) + \tau \dfrac{\partial Z}{\partial x} \dfrac{dx}{dt} + \tau \dfrac{\partial Z}{\partial y} \dfrac{dy}{dt} + \tau \dfrac{\partial Z}{\partial z} \dfrac{dz}{dt} + \cdots \end{cases}$$

Tout se passe donc comme si, outre les forces données $X(x, y, z)$, $Y(x, y, z)$, $Z(x, y, z)$, *fonctions des seules coordonnées, le mobile était soumis à l'action de forces fictives fonctions des vitesses* $\frac{dx}{dt}$, $\frac{dy}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$ [1].

Loin de contredire le principe de l'indépendance de l'état de repos ou de mouvement, les forces fictives, fonctions des vitesses, auxquelles nous arrivons ainsi, apparaissent comme une conséquence nécessaire de ce principe lorsqu'on le formule de la manière que nous avons indiquée et qu'on tient compte en même temps des discontinuités que la présence du mouvement caché d'agitation irrégulière apporte aux coordonnées contrôlables [2].

---

[1] Dans les équations (5), x, y, z représentent les coordonnées contrôlables du mobile. Dans les équations (1), (2), (3), elles en représentaient les coordonnées vraies, mais indiscernables ou cachées. On peut observer que les relations (4) permettent d'écrire les équations (2) sous la forme :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = X\left(x + \tau \frac{dx}{dt}, y + \tau \frac{dy}{dt}, z + \tau \frac{dz}{dt}\right),$$
$$m \frac{d^2y}{dt^2} = Y\left(x + \tau \frac{dx}{dt}, y + \tau \frac{dy}{dt}, z + \tau \frac{dz}{dt}\right),$$
$$m \frac{d^2z}{dt^2} = Z\left(x + \tau \frac{dx}{dt}, y + \tau \frac{dy}{dt}, z + \tau \frac{dz}{dt}\right).$$

[2] Il convient d'observer que, dans ces conditions, le principe dont il s'agit n'exprime plus, en réalité, l'indépendance de l'état de repos ou de mouvement, *pour le mouvement contrôlable*, puisqu'il fait apparaître, pour ce mouvement, des forces fonctions des vitesses.

On éviterait cette antinomie en changeant le nom du principe qu'on pourrait appeler, par exemple : *Principe de la composition de l'effet dû à la force motrice et de l'effet du au mouvement antérieur.*

Ajoutons maintenant les trois équations (5) après les avoir respectivement multipliées par dx, dy, dz. Nous obtenons :

$$(6) \qquad d\left(\frac{1}{2} mv^2\right) = \mathrm{X}dx + \mathrm{Y}dy + \mathrm{Z}dz + d\mathfrak{C}_2,$$

en posant :

$$(7) \quad d\mathfrak{C}_2 = \tau\left[\frac{\partial \mathrm{X}}{\partial x}\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \frac{\partial \mathrm{Y}}{\partial y}\left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \frac{\partial \mathrm{Z}}{\partial z}\left(\frac{dz}{dt}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mathrm{X}}{\partial y} + \frac{\partial \mathrm{Y}}{\partial x}\right)\frac{dx}{dt}\cdot\frac{dy}{dt} + \cdots\right]dt + \cdots$$

Le travail élémentaire se compose donc de deux parties.

L'expression de la première ($\mathrm{X}dx + \mathrm{Y}dy + \mathrm{Z}dz$) est identique à celle qu'on obtiendrait pour la totalité du travail élémentaire en l'absence de toute discontinuité dans le mouvement.

La seconde ($d\mathfrak{C}_2$) représente le travail des forces apparentes, fonctions des vitesses, qui résultent des petites discontinuités dont nous supposons le mouvement affecté. Grâce à l'extrême petitesse de τ, le signe de cette expression peut être considéré comme déterminé par celui de son premier terme, lequel est constitué par une forme quadratique homogène complète des vitesses.

Toutes les fois qu'une telle forme sera *définie* et de signe négatif, $d\mathfrak{C}_2$ pourra être assimilé à un travail résistant et les forces fictives qui lui correspondent aux résistances passives (frottement dynamique, viscosité, etc.) susceptibles de donner lieu à dissipation d'énergie.

Il serait assurément téméraire de croire que les considérations précédentes renferment une solution complète et définitive du problème si complexe et si délicat de la dissipation de l'énergie. Mais, en raison précisément des difficultés particulières qui s'y attachent, il semble qu'il y ait lieu d'apporter quelque intérêt aux résultats précédents, ne fût-ce qu'à titre d'indication sur la voie qui paraît devoir être suivie pour approfondir davantage cette importante et difficile question.

C'est dans cet esprit que nous examinerons de plus près le cas particulier suivant.

Cas d'une force centrale. — Supposons qu'il s'agisse d'un point matériel sollicité vers un point fixe par une force centrale fonction de la distance. Soient : $\varphi(r)$ cette force, m la masse du point matériel, x, y, z ses coordonnées relativement à trois axes rectangulaires ayant pour origine le point attirant.

Les trois composantes de la force motrice ont respectivement pour valeurs :

$$X = \varphi(r)\frac{x}{r}; \qquad Y = \varphi(r)\frac{y}{r}; \qquad Z = \varphi(r)\frac{z}{r}.$$

Si l'on pose pour simplifier :

$$\frac{\varphi(r)}{r} = \psi(r),$$

on obtient sans difficulté :

$$\frac{\partial X}{\partial x} = \psi + \frac{x^2}{r}\psi'; \qquad \frac{\partial Y}{\partial y} = \psi + \frac{y^2}{r}\psi'; \qquad \frac{\partial Z}{\partial z} = \psi + \frac{z^2}{r}\psi';$$

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{xy}{r}\psi';$$

$$\frac{\partial X}{\partial z} = \frac{\partial Z}{\partial x} = \frac{xz}{r}\psi';$$

$$\frac{\partial Z}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial z} = \frac{yz}{r}\psi'.$$

En portant ces valeurs dans l'expression (7) de $d\mathfrak{T}_2$ et désignant par ds l'élément de trajectoire, on obtient :

$$(8) \qquad d\mathfrak{T}_2 = \tau\left[\psi\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 + \psi' r\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right]dt + \ldots,$$

ou, en revenant à la fonction φ et se bornant aux termes du 1^er^ ordre en τ :

$$(9) \qquad d\mathfrak{T}_2 = \tau\left\{\frac{\varphi}{r}\left[\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 - \left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right] + \varphi'\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right\}dt.$$

Cherchons les cas dans lesquels $d\mathfrak{T}_2$ peut être considéré comme négatif.

Si la force centrale est répulsive ($\varphi > 0$) il faut évidemment que φ' soit négatif, c'est-à-dire que la force répulsive soit fonction décroissante de la distance, pour que $d\mathfrak{T}_2$ soit lui-même négatif $\left(\text{en effet } \frac{ds^2}{dt^2} \text{ est toujours supérieur ou au moins égal à } \frac{dr^2}{dt^2}\right)$. Mais ceci n'est pas suffisant.

La condition $d\mathfrak{T}_2 < 0$ peut, en effet, s'écrire :

$$ds^2 < \left(1 - r\frac{\varphi'}{\varphi}\right)dr^2,$$

et si l'on pose, par exemple, $\varphi(r) = Ar^{-n}$, A et n désignant deux

quantités positives, elle devient :

$$ds^2 < (n+1)\, dr^2,$$

c'est-à-dire :

$$(10) \qquad \cos^2\alpha > \frac{1}{n+1},$$

α désignant l'inclinaison de la trajectoire sur le rayon vecteur.

Telle est la condition nécessaire et suffisante pour que, dans ce cas, le travail $d\mathfrak{T}_2$ soit assimilable à un travail résistant.

Si la force centrale est, au contraire, attractive ($\varphi < 0$), il suffit que cette force croisse, en valeur absolue, avec la distance ($\varphi' < 0$) pour que $d\mathfrak{T}_2$ soit négatif. Cette condition n'est d'ailleurs pas nécessaire. Si l'on suppose, en effet, $\varphi' > 0$ et si l'on pose, par exemple, $\varphi(r) = -\mathrm{A}r^{-n}$, A et n désignant des quantités positives, on trouve, comme précédemment, que $d\mathfrak{T}_2$ est négatif pour toutes les valeurs de l'inclinaison α satisfaisant à l'inégalité (10).

De ces divers cas, le plus intéressant paraît être celui d'une force attractive fonction croissante de la distance. *Le travail $d\mathfrak{T}_2$ est alors essentiellement négatif* (son signe est indépendant de l'inclinaison de la trajectoire sur le rayon vecteur). L'intérêt que présente intrinsèquement l'étude d'un tel cas se trouve augmenté par le fait que la viscosité atomique — à laquelle nous avons précédemment attribué la chaleur de Siemens [1] — paraît pouvoir s'y rattacher directement à titre de cas particulier, celui où la force attirante est proportionnelle à la distance. Ayant l'intention de revenir avec tous les détails qu'elle comporte sur cette importante question, je me contenterai actuellement de la remarque suivante.

Considérons, avec Lorentz, un électron sollicité vers une position d'équilibre par une force centrale proportionnelle à la distance.

Soient : r le vecteur instantané de l'électron, x, y, z ses composantes suivant trois axes rectangulaires ayant le centre attirant pour origine et $-\mathrm{K}_1 er$ la force attirante.

Les équations ordinaires du mouvement sont les suivantes :

$$(11) \qquad \begin{cases} m\dfrac{d^2x}{dt^2} = -\mathrm{K}_1 ex, \\ m\dfrac{d^2y}{dt^2} = -\mathrm{K}_1 ey, \\ m\dfrac{d^2z}{dt^2} = -\mathrm{K}_1 ez. \end{cases}$$

(1) L. Décombe, *J. d. Phys.*, 5e série, t. II, p. 181 ; 1912.

Si l'on veut tenir compte des très petites discontinuités qui peuvent hypothétiquement affecter le mouvement orbital de l'électron, il faut, comme on l'a vu, remplacer dans les équations (11) x, y, z par $x + \tau \frac{dx}{dt}$, $y + \tau \frac{dy}{dt}$, $z + \tau \frac{dz}{dt}$, τ désignant une quantité très petite, mais finie. On obtient ainsi :

$$(12) \quad \begin{cases} m \dfrac{d^2x}{dt^2} = -K_1 e \left(x + \tau \dfrac{dx}{dt}\right), \\ m \dfrac{d^2y}{dt^2} = -K_1 e \left(y + \tau \dfrac{dy}{dt}\right), \\ m \dfrac{d^2z}{dt^2} = -K_1 e \left(z + \tau \dfrac{dz}{dt}\right), \end{cases}$$

Ces dernières équations représentent un mouvement de rotation amorti *par une résistance proportionnelle à la vitesse*, de sorte qu'en l'absence de toute action extérieure la rotation de l'électron ne tarderait pas à s'anéantir tout à fait, conformément au résultat expérimental d'après lequel une substance quelconque placée à l'intérieur d'une enceinte maintenue au zéro absolu finit par prendre elle-même la température du zéro absolu.

Il va de soi que, si l'atome est entouré d'une enceinte à température constante différente du zéro absolu, une sorte d'équilibre stationnaire tend à s'établir à la suite duquel les termes amortissants des équations (12) peuvent être considérés comme exactement compensés, à chaque instant, par le rayonnement de l'enceinte.

Au regard de la théorie qui précède, le terme amortissant proportionnel à la vitesse qui s'introduit empiriquement dans les diverses théories de l'absorption lumineuse — et qui nous a servi d'autre part à rendre compte de la chaleur de Siemens [1] — résulterait de très petites discontinuités affectant le mouvement orbital des électrons dans l'atome. Ces discontinuités pourraient elles-mêmes être attribuées à un mouvement irrégulier d'agitation de faible amplitude dont seraient animés les électrons sur leurs orbites interatomiques. On obtiendrait ainsi une représentation électronique concrète du mouvement d'agitation calorifique, désordonné et confus, tel qu'il paraît devoir exister à l'intérieur des corps [2].

---

(1) L. Décombe, *loc. cit.*

(2) Ce point de vue ne s'oppose pas d'ailleurs à l'existence d'un mouvement irrégulier d'agitation de l'atome ou de la molécule.

Ajoutons enfin qu'un tel mouvement irrégulier d'agitation des électrons paraît devoir jouer un rôle important, sinon essentiel, dans le mécanisme des phénomènes de radioactivité et de désintégration atomique.

LE VOL A LA VOILE;

Par M. VASILESCO KARPEN

On dit qu'un oiseau vole à la voile lorsqu'il se soutient et se déplace dans l'air sans travail, le mouvement insignifiant et peu fréquent des ailes, semblable à celui de la voilure des navires, se réduisant simplement à leur changement d'orientation.

Les équations du mouvement de l'oiseau voilier, que j'ai établies en adoptant pour la résistance de l'air les formules de la théorie de l'aéroplane, ainsi que quelques mesures faites sur des voiliers, m'ont permis de résoudre la question du vol à la voile dans toute sa généralité et en particulier de déterminer les conditions dans lesquelles l'énergie nécessaire au vol pouvait être entièrement empruntée au vent.

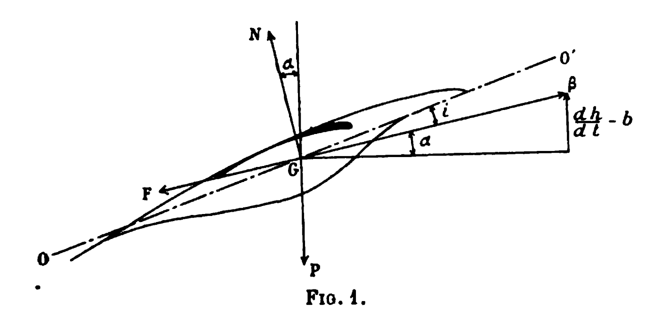


FIG. 1.

Considérons (*fig.* 1, 2, 3) l'oiseau, ailes déployées dans l'attitude du vol, et soit : h, la hauteur de l'oiseau au temps t; V, sa vitesse horizontale; β, sa vitesse relativement à l'air; v et b, les vitesses horizontale et verticale du vent; v', l'accélération totale du vent, dérivée géométrique $\left(\frac{dv}{dt}\right)$ de v ; ρ, le rayon de courbure de la projec-

tion horizontale de la trajectoire relative ; γ, l'angle de (dv) avec la projection de — (β).

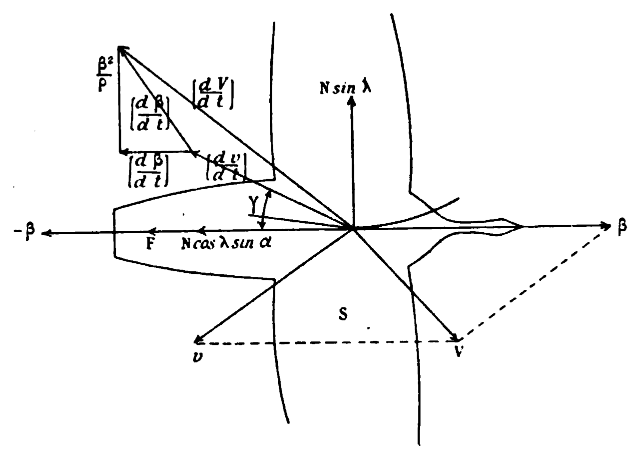


Fig. 2.

La vitesse relative β est inclinée sur sa projection horizontale d'un angle α que je supposerai assez petit pour que son expression soit :

$$\frac{1}{\beta}\left(\frac{dh}{dt} - b\right)$$

et pour que la valeur de β puisse être confondue avec celle de sa projection.

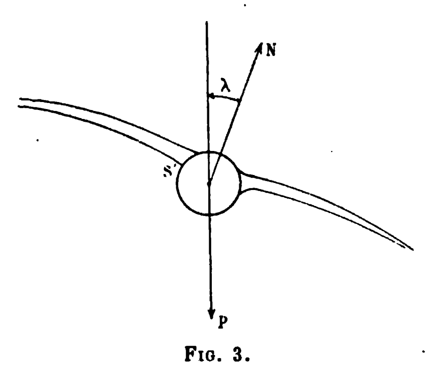


Fig. 3.

Je supposerai que l'oiseau s'arrange de façon à attaquer toujours de front, c'est-à-dire que son plan de symétrie est maintenu paral-

lèle à la vitesse relative β ; l'oiseau se trouvera ainsi dans les meilleures conditions au point de vue de la pénétration et de la sustentation.

L'on a géométriquement :

$$(V) = (v) + (\beta) \qquad \text{et} \qquad \left(\frac{dV}{dt}\right) = \left(\frac{dv}{dt}\right) + \left(\frac{d\beta}{dt}\right),$$

$\left(\frac{d\beta}{dt}\right)$ étant la résultante de l'accélération tangentielle $\frac{d\beta}{dt}$ et de l'accélération normale $\frac{\beta^2}{\rho}$.

L'oiseau est soumis à son poids P et à la réaction de l'air, celle-ci se compose :

D'une force normale à la direction du mouvement relatif, située dans le plan de symétrie de l'oiseau :

$$N = KS\beta^2 i,$$

K étant un coefficient numérique ; i, l'angle d'attaque, c'est-à-dire l'angle que fait avec la vitesse relative une droite OO′ (axe de l'oiseau) passant par le centre de gravité G et située dans le plan de symétrie, dans une position telle que, pour $i = 0$, on ait $N = 0$; S, la surface de la projection de l'oiseau ailes déployées, sur un plan passant par l'axe et normal au plan de symétrie ;

D'une force parallèle à la vitesse relative β :

$$F = KS\beta^2 i^2 + K'S'\beta^2,$$

K′ étant un coefficient numérique ; S′, la section du « Maître-couple » de l'oiseau (section transversale maximum).

Je négligerai les modifications que l'oiseau doit introduire dans la forme et la position des ailes et de la queue pour faire passer la réaction de l'air par le centre de gravité, pour virer et pour diriger son plan de symétrie suivant β et l'incliner au besoin de l'angle λ sur la verticale. Je négligerai aussi l'effet des variations du vent vertical que je suppose constant ou lentement variable.

Projetons le mouvement sur la projection horizontale de — (β), sur une horizontale normale à (β) et sur une verticale ; il vient, en supposant l'angle d'attaque i petit, et en faisant les approximations

habituelles :

$$(1)\quad \frac{P}{g}\left(\frac{dV}{dt}\right)\cos[(dV), -(\beta)] = KS\beta^2 i^2 + K'S'\beta^2 + \frac{KS\beta^2 i \cos\lambda}{\beta}\left(\frac{dh}{dt} - b\right),$$

$$(2)\quad \frac{P}{g}\left(\frac{dV}{dt}\right)\sin[(dV), -(\beta)] = KS\beta^2 i \sin\lambda,$$

$$(3)\quad \frac{P}{g}\frac{d^2h}{dt^2} = KS\beta^2 i \cos\lambda - P.$$

Posant :

$$P' = P\left(1 + \frac{1}{g}\frac{d^2h}{dt^2}\right),$$

et remplaçant (dV) par ses composantes, on tire des équations (2) et (3) :

$$(4)\quad \operatorname{tang}\lambda = \frac{1}{g}\left(v'\sin\gamma + \frac{\beta^2}{\rho}\right)\frac{P}{P'},$$

$$(5)\quad i = \frac{P'}{KS\beta^2\cos\lambda};$$

remplaçant dans (1) i et λ par leurs valeurs, il vient :

$$(6)\quad \frac{P}{g}\left(v'\cos\gamma + \frac{d\beta}{dt}\right) + \frac{P'b}{\beta} = \frac{P'^2}{KS\beta^2} + K'S'\beta^2 + \frac{P^2}{g^2KS}\left(\frac{v'\sin\gamma}{\beta} + \frac{\beta}{\rho}\right)^2 + \frac{P'}{\beta}\frac{dh}{dt},$$

P' est ce que l'on pourrait appeler le poids apparent, c'est la force verticale réellement équilibrée par la poussée de l'air.

Les termes du premier membre de l'équation (6) représentent l'énergie, par unité de distance relative parcourue, empruntée au vent horizontal (premier terme) et au vent vertical : *c'est le travail moteur*.

Les trois premiers termes du second membre représentent successivement l'énergie dépensée pour le soutènement, pour la pénétration et celle perdue du fait de l'inclinaison du plan de symétrie sur la verticale : *c'est le travail résistant*.

Enfin le dernier terme de l'équation (6) représente la variation de l'énergie potentielle due à la variation de la hauteur. On voit que, lorsque, comme cela doit être, β est constant ou presque constant, la hauteur constitue le régulateur, le volant du vol à la voile ; grâce

à sa variation, l'oiseau accumule de l'énergie lorsque le travail moteur dû au vent dépasse le travail résistant et en dépense dans le cas contraire; il peut garder constante la vitesse β ou la faire varier selon les circonstances.

Le vent (v et b) étant donné, et si l'on se donne la projection horizontale de la trajectoire relative ainsi que la vitesse β, ou une relation entre β et h, les équations (4), (5) et (6) permettent de calculer pratiquement h, λ et i et de déterminer ainsi le mouvement.

Le problème du vol à la voile, par un vent donné, revient à trouver une trajectoire horizontale et une vitesse relatives telles que la hauteur moyenne de l'oiseau puisse être maintenue ou augmentée. Comme on le verra, ce problème est possible, même en l'absence d'une composante verticale du vent, pourvu que l'accélération du vent horizontal soit suffisant.

Les équations (4), (5) et (6) permettent aussi de juger les théories existantes du vol à la voile: elles permettent de vérifier si oui ou non l'énergie, que l'oiseau peut emprunter aux pulsations du vent en exécutant les manœuvres indiquées dans ces théories, est effectivement suffisante pour le vol.

En l'absence d'un vent vertical, si l'on néglige les pertes dans les virages, si l'on suppose une vitesse β maintenue constante ou presque constante et si l'on confond P avec P', on obtient en intégrant les deux membres de l'équation (6), T étant la durée du vol :

$$\frac{P}{g}\int_0^T v' \cos\gamma\, dt = \int_0^T \left(\frac{P^2}{KS\beta^2} + K'S'\beta^2\right) dt + \frac{P}{\beta}\,\Delta h.$$

Si le vent est tel que l'oiseau puisse tout juste arriver à se maintenir ($\Delta h = 0$) en tirant le meilleur parti de la variation du vent, la relation précédente montre que la meilleure trajectoire relative est celle pour laquelle γ est constamment nul, et la meilleure vitesse β celle qui rend minimum la somme des deux premiers termes du second membre de l'équation (6), c'est-à-dire:

$$\beta_0 = \frac{\sqrt{P}}{\sqrt[4]{KSK'S'}}.$$

Dans le cas général, et si le vent était tel que l'oiseau puisse non seulement maintenir sa hauteur, mais l'augmenter, la trajectoire et

la vitesse relatives seraient voisines de celles définies ci-dessus, les équations précédentes permettent de les déterminer pratiquement dans chaque cas.

Ainsi : *La manœuvre que l'oiseau voilier doit exécuter pour profiter au mieux des variations de la vitesse horizontale du vent consiste à diriger constamment et autant que possible sa vitesse relative dans un sens contraire à celui de l'accélération du vent, à diriger son plan de symétrie suivant la vitesse relative, et à garder à cette vitesse une valeur voisine de celle qui rend minimum le travail nécessaire pour la sustentation et la pénétration par unité de distance relative parcourue.*

Toute autre manœuvre exécutée par l'oiseau, — et l'on en a imaginé de fort ingénieuses ou subtiles, — serait inférieure au point de vue du vol à la voile.

Cette manœuvre est-elle physiologiquement acceptable? Peut-elle être instinctivement exécutée ? Il semble que oui, car si, pendant le vol, l'oiseau ne peut pas sentir le vent, il en sent à coup sûr la direction de la variation ; il n'y a donc rien d'étonnant à ce qu'il vire instinctivement de façon à lui faire face.

II

Poids et dimensions des voiliers. Coefficients pour la résistance de l'air. — Des mesures faites sur les voiliers ont montré que le poids P (en kilogrammes) et la surface de sustentation S (en mètres carrés) vérifiaient sensiblement la relation :

$$4S = P^{\frac{2}{3}}.$$

J'ai moi-même vérifié l'exactitude de cette relation par des mesures faites sur des mouettes à Constantza (Roumanie).

Sur ces mêmes mouettes j'ai constaté que la section S′ du maître-couple, dans l'attitude du vol, ailes comprises, était un seizième environ de S :

$$S' = \frac{S}{16}.$$

Voici les moyennes obtenues sur des individus adultes :

$$P = 1^{kg},05 ; \qquad S = 0^{m^2},27 ; \qquad S' = 0^{m^2},017.$$

Envergure, $1^m,36$; largeur moyenne des ailes, $0^m,18$; longueur totale du corps, $0^m,60$; la section transversale de l'aile présente à l'intrados une flèche maximum de 2 centimètres).

J'ai pris pour le coefficient K le chiffre de 0,7 (kilogramme, mètre carré), adopté pour la meilleure forme des ailes de l'aéroplane.

Pour le coefficient K', j'ai adopté la valeur de 0,0022 kilogramme légèrement inférieure au coefficient trouvé par le colonel Renard, pour les corps fusiformes d'allongement 3.

La constance de K et K' pour un même oiseau est justifiée par le fait que je supposerai la vitesse β maintenue à peu près constante. Cette constance est sans doute moins acceptable pour des oiseaux de poids et dimensions différentes.

Je pense qu'en réalité les coefficients K et K' sont plus favorables pour le vol, c'est-à-dire que K est plus grand que 0,7 et K' plus petit que 0,0022; quoi qu'il en soit, en faisant varier largement ces coefficients ainsi que les rapports entre P, S et S' également discutables, les résultats et conclusions restent sensiblement les mêmes.

Ces restrictions faites, appliquons les équations et données ci-dessus au cas simple et d'ailleurs théorique suivant.

Vol par vent d'accélération horizontale constante en grandeur et direction. — Supposons d'abord l'accélération v' du vent dirigée dans le sens du vent, c'est-à-dire que le vent augmente.

L'oiseau volera dans un sens contraire à celui du vent, donc à celui de l'accélération ($\gamma = 0$), avec une vitesse β constante; l'oiseau volant en ligne droite, $\lambda = 0$, $\rho = 0$.

Pour que l'oiseau se maintienne sur une droite, il faut que:

$$\frac{d^2h}{dt^2} = 0.$$

L'équation (6) se réduit alors à :

$$(7) \qquad v' = g\left(\frac{P}{KS\beta^2} + \frac{K'S'}{P}\beta^2\right) + \frac{g}{\beta}\left(\frac{dh}{dt} - b\right).$$

Supposons d'abord le vent vertical b nul et $dh = 0$ (l'oiseau se déplace sur une horizontale), le minimum de v' est:

$$v'_{\min} = 2g\sqrt{\frac{K'S'}{KS}} = 0,284 \text{ m. sec}^2;$$

il correspond à une vitesse relative:

$$\beta_0 = \frac{\sqrt{P}}{\sqrt[4]{KSK'S'}} = 20P^{\frac{1}{6}} \text{ m. sec.}$$

Supposons maintenant que l'accélération v' soit dirigée dans un sens contraire à celui du vent, c'est-à-dire que le vent diminue et que b est toujours nul.

L'oiseau peut-il encore se soutenir sur une horizontale?

Évidemment non, s'il vole comme dans le cas précédent, dans un sens contraire à celui du vent, car $\gamma = 180°$, $\cos \gamma = -1$ et le premier membre de l'équation (7) devient négatif.

Mais si l'oiseau vole *dans le sens du vent* avec la même vitesse relative β_0, γ est encore nul, et l'oiseau pourra se soutenir comme dans le cas où la vitesse du vent augmentait.

Ainsi il suffit d'un vent dont la vitesse *augmente* ou *diminue* par seconde, d'environ 30 centimètres par seconde, pour que l'oiseau, quel que soit son poids, puisse se maintenir sans monter ni descendre, pourvu qu'il vole dans un sens contraire à celui de l'accélération du vent.

Pour que l'oiseau, b étant nul, puisse monter au lieu de se maintenir sur une horizontale, v' devrait être plus grand que 30^{cm}, et la vitesse optimum plus grande que β_0. L'équation (7) permet de déterminer v' et β suivant la valeur de $\frac{dh}{dt}$.

Influence d'une composante ascendante du vent. — L'équation (7) montre que cette composante a pour effet de diminuer l'accélération du vent nécessaire au vol, ainsi que la valeur optimum de β.

Pour que l'oiseau puisse voler sans travail, l'accélération du vent étant nulle, il suffit d'un vent ascendant:

$$b_0 = \frac{4}{3}\sqrt[4]{\frac{3P^2K'S'}{K^3S^3}} = 0{,}51P^{\frac{1}{6}} \text{ m. sec.},$$

la vitesse relative correspondante étant de:

$$\beta_1 = \frac{\beta_0}{\sqrt[4]{3}} = 15{,}2P^{\frac{1}{6}}.$$

Pour une hirondelle pesant 16 grammes, il suffit, quel que soit le vent horizontal, d'un vent ascendant d'environ 26 centimètres par

seconde pour que l'oiseau puisse se soutenir et se diriger dans toutes les directions avec une vitesse relative de 8 mètres par seconde.

La vitesse β_1 est, comme on devait s'y attendre, celle que l'oiseau ou l'aéroplane doivent adopter pour descendre le moins vite possible en vol plané; quant au vent vertical b_0, il a précisément la valeur de la vitesse minimum de chute.

L'équation (7) montre encore que, par vent vertical, c'est la vitesse verticale relative $\left(\frac{dh}{dt} - b\right)$ qui détermine v' et β.

Étant donnée la petitesse insoupçonnée du vent ascendant suffisant pour soutenir l'oiseau, il semble que ce soit là le facteur principal ou du moins le plus fréquent du vol à la voile.

Quant à la réalisation de ce genre de vol, par vent ascendant, elle ne saurait faire aucun doute. Après tant d'autres, je l'ai moi-même observé presque journellement et pendant des heures, au bord de la mer à Constantza. Le vent soufflant du large prenait une composante verticale grâce au talus et aux maisons situées aux bords de la mer. Des hirondelles en grand nombre se tenaient à une centaine de mètres de hauteur; lorsque le vent augmentait, pour ne pas se laisser emporter, elles serraient les ailes et se laissaient descendre en avançant vers la mer, puis remontaient sous l'influence du vent.

III

Vol par vent variable quelconque. — Le cas du vent d'accélération constante en grandeur et direction est purement théorique. Le vent ne saurait augmenter continuellement; après avoir atteint un maximum et resté pendant quelque temps stationnaire, il doit forcément diminuer ; d'un autre côté la direction du vent change constamment.

Quelque variable qu'il soit en grandeur et direction, un vent horizontal peut être représenté par un vecteur parallèle au vent, dont la pointe est fixe et dont l'autre extrémité A parcourt une courbe C ; la vitesse de A est précisément égale et de signe contraire à l'accélération totale v' du vent.

La projection horizontale de la trajectoire que devra suivre l'oiseau, pour capter au mieux l'énergie du vent, aura donc ses tangentes parallèles aux tangentes correspondantes de C, le rayon de

courbure ρ étant donné par :

$$\frac{\rho}{v_0} = \frac{\beta_0}{v'},$$

v_0 étant le rayon de courbure correspondant de C.

Le vent étant donné, on pourra donc construire très facilement la projection horizontale de la trajectoire relative. L'oiseau ne devra s'écarter sensiblement de cette trajectoire et de la vitesse β_0 que si l'accélération du vent varie trop brusquement en grandeur ou direction ; dans ce cas, il y a un excès momentané de travail moteur que l'oiseau doit accumuler en hauteur seulement ; s'il garde sa vitesse β constante, il en résulte des variations brusques de la hauteur et par conséquent un grand $\frac{d^2h}{dt}$, ce qui constitue une perte [dernier terme de l'inégalité (8)] ; pour diminuer cette perte, l'oiseau peut laisser augmenter β au-dessus de β_0 et accumuler ainsi en force vive une partie de l'excès du travail moteur, pour le dépenser au moment suivant, en diminuant au-dessous de β_0 la valeur de β. Malgré cette variation de β autour de β_0, l'énergie nécessaire pour la sustentation et la pénétration ne variera pas sensiblement, étant donné que β_0 la rend minimum.

De même, pour éviter des virages trop courts, cause connue de perte d'énergie, l'oiseau peut s'écarter de $\gamma = 0$ pourvu que $\cos\gamma$ ne descende pas beaucoup au-dessous de l'unité, et adopter des rayons de courbure supérieurs à ceux donnés par la formule.

En résumé, l'oiseau s'arrangera de façon à rendre maximum l'excès du travail moteur sur le travail résistant, pour utiliser à sa guise cet excès. Plus le vent sera favorable, plus l'oiseau pourra s'écarter des conditions optima indiquées plus haut.

La condition de la possibilité du vol à la voile par un vent donné s'obtient en écrivant que le travail moteur moyen, c'est-à-dire la moyenne du premier membre de l'équation (6), est plus grand que le travail résistant moyen, c'est-à-dire la moyenne des trois premiers termes du second membre de la même équation ; il vient ainsi :

$$(8) \qquad \frac{1}{T}\int_0^T v' \cos\gamma\, dt + \frac{g}{\beta_0 T}\int_0^T b\,dt > 0{,}284$$
$$+ \frac{0{,}6P^{\frac{1}{3}}}{T}\int_0^T \left(\frac{v' \sin\gamma}{\beta_0} + \frac{\beta_0}{\rho}\right)^2 dt + \frac{0{,}0015}{T}\int_0^T \left(\frac{d^2h}{dt^2}\right)^2 dt,$$

Car les termes

$$\frac{1}{\beta T}\int_0^T b\frac{d^2h}{dt^2}dt \quad \text{et} \quad \frac{2P}{TgKS\beta_0^2}\int_0^T \frac{d^2h}{dt^2}dt,$$

sont nuls ou négligeables si la durée du vol T est assez longue.

Une fois la trajectoire déterminée comme il a été dit plus haut, tous les termes de l'inégalité (8) sont pratiquement calculables; donc, quel que soit le vent, on peut vérifier s'il permet ou non le vol à la voile.

Remarquant que l'avant-dernier terme de (8) (pertes dans les virages) et surtout le dernier (pertes dues à l'accélération verticale de l'oiseau) sont relativement petits, si la trajectoire a été bien choisie, on peut dire que, en l'absence d'un vent vertical :

Le vol à la voile est possible dès que la moyenne de l'accélération totale du vent atteint 30 *à* 50 *centimètres par sec.-sec.*

RECHERCHES SUR L'IONISATION PAR LES RAYONS X;

Par M. F. LEBEAU.

Des recherches expérimentales récentes ont mis en évidence les fluctuations des rayons γ. Edgar Meyer [1] a montré que le courant produit dans une chambre d'ionisation par un faisceau de rayons γ émis par une source punctiforme de radium varie irrégulièrement au cours du temps autour d'une certaine valeur moyenne. De l'étude des variations de la fluctuation moyenne en fonction de l'angle solide du faisceau utilisé, on peut déduire des conclusions importantes sur la structure des rayons γ. Ces recherches fournissent également des renseignements sur le mécanisme même de l'ionisation par ces rayons.

Il était intéressant d'essayer, en utilisant des rayons X, d'obtenir des fluctuations provenant de variations dans le nombre de molécules ionisées par un faisceau d'intensité constante. Dans ce but, M. Lan-

[1] Edgard MEYER, *Sitzungsberichte der Berl. Akad. d. Wiss.*, 32, 1910; *Physik. Zeitschrift*, janvier 1912; *Annalen der Physik.*, 37, 1912.

gevin m'a indiqué la méthode suivante. Il est possible, comme l'a montré M. Langevin dans sa Thèse, de produire, en se plaçant dans des conditions convenables, des décharges d'une bobine d'induction identiques les unes aux autres. Le faisceau de rayons X produit par le passage d'une seule de ces décharges dans un tube de Röntgen libère toujours, dans une chambre d'ionisation donnée, une même quantité d'électricité. En diminuant suffisamment le nombre d'ions produit par une de ces décharges, on peut espérer pouvoir mettre en évidence des fluctuations dans ce nombre d'ions autour d'une valeur moyenne. Mais, pour déceler ces petits écarts autour de la moyenne, il sera nécessaire de multiplier le nombre de ces ions initiaux par un dispositif d'ionisation par choc, comme celui employé pour la première fois par Rutherford pour les rayons α.

Dispositif expérimental. — Pour avoir des décharges isolées se répétant identiques à elles-mêmes, il faut réaliser les conditions indiquées par M. Langevin : supprimer aussi complètement que possible l'étincelle de rupture du circuit primaire de la bobine en faisant une rupture extrêmement brusque ; on a intérêt, dans ce but, à disposer aux bornes de l'interrupteur une forte capacité ; un tube doux donne des décharges plus régulières qu'un tube dur. J'ai utilisé un interrupteur industriel à couteaux dont les ressorts très puissants

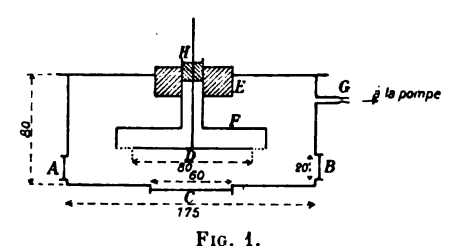


Fig. 1.

donnaient, quand on les manœuvrait rapidement, une rupture très brusque. La capacité du condensateur que j'ai employé était de 11 microfarads. Le courant dans la bobine a varié, suivant les expériences, entre 10 et 17 ampères. Dans ces conditions, je n'ai pu arriver à supprimer complètement l'étincelle de rupture. Aussi les décharges obtenues n'étaient pas rigoureusement identiques. Elles variaient cependant assez peu, comme le montrent les mesures reproduites plus loin.

La chambre d'ionisation est représentée schématiquement *fig.* 1. Elle est cylindrique, en laiton. Elle présente trois ouvertures A, B, C qui peuvent être bouchées par des lames d'aluminium de 1mm,5 d'épaisseur. La partie supérieure est constituée par un couvercle qui

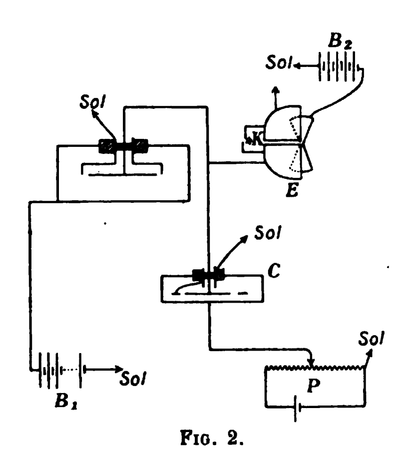


Fig. 2.

peut être retiré et qui porte la cloche de garde F et le plateau D isolé à l'aide d'un morceau d'ambre H. Un bouchon d'ébonite E, de 3 centimètres de diamètre extérieur, isole le corps de la cage de la cloche de garde. On pouvait faire varier la distance du plateau isolé à la paroi inférieure de la boîte ; ce plateau était en laiton et avait 8 centimètres de diamètre. Le tube G permettait de relier la boîte à une pompe Moulin qui servait à faire le vide. Les deux électrodes de la chambre d'ionisation étaient l'une le plateau isolé D relié à l'électromètre, l'autre le corps de la boîte. Les distances entre la cage et la cloche de garde étaient telles que la décharge disruptive ne pouvait y éclater avant d'éclater dans l'espace compris entre D et C. Les fenêtres d'aluminium A et B servaient pour l'entrée du faisceau des rayons X quand ce faisceau était envoyé parallèlement au plan des électrodes. La fenêtre C permettait d'envoyer le faisceau normalement aux électrodes.

Le montage électrostatique était fait avec les précautions habituelles. L'électromètre E (*fig.* 2), du type Moulin, avait une sensibilité de 113 centimètres par volt ; son aiguille était portée à 88 volts à l'aide de la batterie B_2. Pour les mesures de charges, il était utilisé comme balistique, afin d'augmenter la rapidité des mesures : je li-

sais, non pas la déviation permanente, mais la première élongation. Un coefficient d'influence Moulin-Beaudouin C, de 30 unités ES, pouvait être réuni au quadrant isolé; il permettait de mesurer approximativement, à l'aide du potentiomètre P, la sensibilité aux charges. Cette sensibilité était d'environ 190 millimètres (première élongation), pour 0,1 unité ES.

Le tube à rayons X était placé dans une boîte en plomb réunie au sol. Une ouverture permettait le passage des rayons; à l'aide de diaphragmes en plomb convenables, je pouvais délimiter un faisceau de rayons.

Régularité des décharges. — Pour m'assurer de la régularité des décharges, j'envoyais le faisceau de rayons X produit par une décharge, soit latéralement, soit normalement, dans la chambre d'ionisation remplie d'air à la pression atmosphérique; je mesurais la charge recueillie sur le plateau isolé en établissant entre les électrodes un champ suffisant pour qu'il y ait saturation. Afin d'avoir une mesure précise de l'irrégularité des décharges, j'opérais ainsi : je faisais une série de *n* décharges et notais les *n* déviations de l'électromètre. Je calculais la moyenne N et les écarts δ des déviations individuelles avec la moyenne; la valeur de $\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma\delta^2}{n}}$ me donnait une mesure de l'irrégularité des décharges; si la régularité du tube ne varie pas, la valeur $\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{N}$ ne doit pas varier quand les mesures sont faites à la pression atmosphérique. La régularité des décharges a été vérifiée fréquemment. Elle varie avec l'état du tube, état qui se modifie légèrement après un grand nombre de décharges, surtout quand le tube a été vidé récemment. Au début de mes expériences, la valeur $\frac{\varepsilon}{N}$ était meilleure qu'à la fin; elle variait de 0, 03 à 0, 04. Voici comme exemple une série de dix mesures; les déviations sont mesurées en millimètres de l'échelle :

Déviations	δ	δ^2	Déviations	δ	δ^2
36	0	0	37	+ 1	1
34	— 2	4	34,5	— 1,5	2,25
38	+ 2	4	37	+ 1	1
37	+ 1	1	35,5	— 0,5	0,25
36,5	+ 0,5	0,25	34,5	— 1,5	2,25

$N = 36$ $\Sigma\delta^2 = 16$ $\varepsilon = 1,265$ $\frac{\varepsilon}{N} = 0,035.$

Ces mesures correspondent à un tube mou. A la fin de mes expériences j'ai utilisé un tube plus dur; la régularité était moins grande : $\frac{\varepsilon}{N}$ variait entre 0, 10 et 0, 12. Voici une série de mesures :

Déviation	δ	δ^2	Déviation	δ	δ^2
15,5	+ 2	4	15,5	+ 2	4
14	+ 0,5	0,25	12	— 1,5	2,25
15,5	+ 2	4	13	— 0,5	0,25
12	— 1,5	2,25	11	— 2,5	6,25
14,5	+ 1	1	12	— 1,5	2,25

$N = 13,5. \quad \Sigma\delta^2 = 23,5. \quad \varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma\delta^2}{n}} = 1,53. \quad \frac{\varepsilon}{N} = 0,115.$

Détail des expériences. — Ayant obtenu des décharges suffisamment régulières, j'ai entrepris les mesures à basse pression en me plaçant dans les conditions utilisant l'ionisation par choc. Voulant avoir une ionisation initiale faible, l'ionisation étant proportionnelle à la pression, je me suis placé à des pressions inférieures à 2 millimètres de mercure.

J'ai envoyé successivement les rayons X latéralement et normalement. Dans le cas de l'envoi latéral, j'ai fait une série d'expériences en essayant d'éviter, autant que possible, à l'aide de diaphragmes convenables, l'action des rayons X sur les parois métalliques autres que les faces d'entrée et de sortie. Dans une deuxième série, le faisceau des rayons X frappait tangentiellement soit la paroi inférieure de la chambre d'ionisation, soit le plateau supérieur qui constituait l'électrode isolée. Le premier dispositif avait pour but d'éviter autant que possible l'émission de rayons cathodiques secondaires, et de voir ainsi ce qui se passait dans l'action directe des rayons sur le gaz.

I. — Le faisceau des rayons arrive latéralement. — A. — *Les rayons ne frappent pas les électrodes.* — J'ai constaté, en opérant à diverses pressions et avec des champs variés, suffisants pour produire l'ionisation par choc, que les mesures restaient à peu près aussi régulières qu'à la pression atmosphérique. Il semble cependant que, pour de fortes multiplications, c'est-à-dire pour un nombre d'ions initiaux faibles, la régularité est un peu moins grande qu'à la pression atmosphérique. On ne peut néanmoins conclure à la constatation dans ce cas de fluctuations dans l'ionisation du gaz par les rayons : car la différence entre les valeurs de $\frac{\varepsilon}{N}$ est faible; et l'on n'a

pas la certitude absolue qu'il n'y ait pas production de rayons cathodiques secondaires : les fenêtres d'aluminium par où pénètrent et sortent les rayons peuvent en effet en émettre. Voici un exemple d'une série de mesures de ce genre. La distance *d* du plateau isolé à la paroi inférieure de la boîte d'ionisation était de 2 centimètres. La pression *p* était de $0^{mm},97$, la différence de potentiel V entre la boîte et le plateau isolé de 440 volts.

$p = 0{,}97$ mm. $d = 2$ centimètres. $V = 440$ volts.

Déviations	δ	δ^2	Déviations	δ	δ^2
18	+ 1,5	2,25	15	— 1,5	2,25
16	— 0,5	0,25	17	+ 0,5	0,25
16,5	0	0	16,5	0	0
15,5	— 1	1	16,5	0	0
18	+ 1,5	2,25	18	+ 1,5	2,25

$N = 16{,}5.$ $\Sigma\delta^2 = 10{,}5.$ $\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma\delta^2}{n}} = 1{,}02.$ $\frac{\varepsilon}{N} = 0{,}062.$

à la pression atmosphérique $\frac{\varepsilon_0}{N} = 0{,}04.$

Etant donnée la bonne régularité de ces mesures, j'ai pu vérifier, dans ses grandes lignes, pour le cas particulier dont je m'occupais, la théorie de l'ionisation par choc donnée par Townsend (¹). J'ai pu, à pression constante, dresser une courbe de la charge recueillie sur le plateau isolé en fonction du champ pour différentes distances des électrodes. J'ai pu également obtenir, pour différentes valeurs de la différence de potentiel, supérieures ou inférieures au potentiel disruptif minimum, la variation de la charge recueillie en fonction de la pression, à champ constant. Les courbes obtenues ont l'allure classique des courbes de Townsend. On peut en déduire de façon approchée les coefficients α et β définis par Townsend comme le nombre d'ions produits par choc par un ion négatif ou positif par centimètre de parcours. Pour cela il faut supposer une ionisation uniforme dans une couche limitée par des plans parallèles au plan des électrodes et il faut également supposer un champ uniforme dans l'espace entre les électrodes. Cette dernière condition n'étant pas réalisée par suite de l'absence d'un anneau de garde dans le plan même de l'électrode isolée, les coefficients α et β ainsi déterminés

(¹) TOWNSEND, *Philosophical Magazine*, tome I, 1901 ; tome III, 1902 ; tome V, 1903.

ne peuvent être exacts et égaux à ceux trouvés par Townsend. C'est bien ce que j'ai constaté; les valeurs obtenues sont cependant de l'ordre de grandeur voulue. Le coefficient β était plus petit que celui de Townsend. D'accord avec ce résultat, j'ai vérifié au cours des expériences que le potentiel disruptif dans mon appareil était un peu supérieur au potentiel disruptif entre plateaux parallèles, le champ étant constant dans l'intervalle.

B. *Les rayons frappent les électrodes.* — Lorsque les rayons X frappent les électrodes, j'ai pu, au contraire, constater des fluctuations importantes. La valeur absolue de ces fluctuations augmente quand la multiplication par choc est augmentée; leur valeur relative croît également dans ces conditions. Voici un exemple d'une série de mesures :

$p = 0,34$ mm. $d = 2$ cm. $v = 380$ volts. diaphragme 220 mm².

Déviations	δ	δ^2	Déviations	δ	δ^2
31,5	— 14,5	210,25	46	0	0
56,5	+ 10,5	110,25	41,5	— 4,5	20,25
35	— 11	121	55	+ 9	81
50,5	+ 4,5	20,25	43,5	— 2,5	6,25
38	— 8	64	47,5	+ 1,5	1,25
40	— 6	36	56,5	+ 10,5	110,25
36,5	— 9,5	90,25	47	+ 1	1
50,5	+ 4,5	20,25	58	+ 12	144
39	— 7	49	31	— 15	225
55,5	+ 9,5	90,25	55,5	+ 9,5	90,25

$N = 46.$ $\Sigma\delta^2 = 1491,75.$ $\overline{\delta^2} = 74,6.$ $\frac{\varepsilon_0}{N} = 0,04.$

J'ai constaté que lorsque, à pression constante, je faisais croître le champ, c'est-à-dire lorsque j'augmentais la multiplication, l'importance des écarts augmentait. Après avoir calculé le $\overline{\delta^2}$ de chaque série de mesures, je retranchais de ce carré moyen le carré moyen $\overline{\delta_0^2}$ des écarts que donnait le tube à la pression atmosphérique. J'obtenais ainsi le carré moyen des écarts corrigé $\overline{\Delta^2}$.

$$\overline{\Delta^2} = \overline{\delta^2} - \overline{\delta_0^2}.$$

Je prenais alors la valeur de la fluctuation

$$\varepsilon = \sqrt{\overline{\Delta^2}}.$$

Voici une série de résultats : N représente la moyenne de vingt mesures . $\bar{\varepsilon}$ représente la fluctuation moyenne calculée comme il est indiqué plus haut. V est le potentiel de charge des électrodes en volts.

$p = 0{,}75$ mm. diaphragme de 476 mm². $d = 1{,}9$ cm.

N	$\bar{\varepsilon}$	V
25	2,43	490
36	3,6	496
46	4,8	498
58	12,2	500

J'ai obtenu des résultats analogues dans les conditions suivantes : à une pression très voisine de la pression critique et pour une différence de potentiel voisine de la différence de potentiel disruptive, une faible variation de pression peut provoquer une variation très notable dans le coefficient de multiplication de l'ionisation par choc. L'appareil présentant une très légère fuite, la pression a varié en deux heures environ de $0^{mm},005$; j'ai fait une série de mesures toutes les demi-heures. Le potentiel était resté constant et égal à 387 volts.

$p = 0{,}415$ à $0{,}420$ mm. diaphragme de 19,6 mm². $d = 2$ cm.

N	$\bar{\varepsilon}$	N	$\bar{\varepsilon}$
41	9,5	20,5	3,9
27	5,5	16	2,2

Je n'ai pu rechercher systématiquement de façon précise comment variait la fluctuation $\bar{\varepsilon}$ en fonction de la grandeur de la surface métallique sur laquelle agissaient les rayons. En effet, cette surface dépend entre autres variables de l'obliquité des rayons par rapport au plan de l'électrode ; il était pratiquement impossible de la déterminer avec précision dans le dispositif employé.

J'ai cependant constaté que, à mesure que je diminuais l'angle solide utilisé du faisceau de rayons, et l'intensité de ce faisceau et que par conséquent j'augmentais la multiplication par l'ionisation par choc, la fluctuation augmentait. J'ai pu arriver, dans quelques cas, à me placer très près du potentiel disruptif (certainement moins de 2 volts et très probablement moins de 1). J'ai eu ainsi des discontinuités extrêmement nettes entre les nombres obtenus pour les décharges. Dans les conditions où j'opérais alors, j'avais, quand

j'isolais l'électromètre, un courant permanent notable. Ce courant permanent n'était pas continu ; il procédait par bonds irréguliers, tous du même ordre de grandeur. Ces bonds irréguliers étaient au nombre de quatre à cinq par minute environ. La durée d'une mesure, temps nécessaire à isoler l'électromètre, à produire la décharge, et temps pour le spot à effectuer sa première élongation était de 8 secondes sensiblement. J'avais donc le temps de faire une mesure dans l'intervalle entre deux bonds spontanés ; il fallait seulement éliminer toutes les mesures incorrectes, c'est-à-dire toutes celles pour lesquelles le spot éprouvait une accélération positive au cours de sa première élongation. Voici une série de quinze mesures :

$p = 0{,}375$ mm., $d = 2$ centimètres, $V = 387$ volts.

Diaphragme de 19,6 mm²., *pas d'écran.*

Déviations	δ	δ^2	Déviations	δ	δ^2	Déviations	δ	δ^2
208	— 38	1.444	266	+ 20	400	271	+ 25	625
339	+ 93	8.649	243	— 3	9	226	— 20	400
279	+ 33	1.089	216	— 30	900	218	— 28	784
315	+ 69	4.761	286	+ 40	1.600	206	— 40	1.600
235	— 11	121	180	— 66	4.356	206	— 40	1.600

$N = 246$. $\overline{\delta^2} = 1.882$. $\frac{\varepsilon_0}{N} = 0{,}04$. $\overline{\delta_0^2} = 97$. $\overline{\Delta^2} = 1.785$. $\bar{\varepsilon} = 42{,}1$.

J'ai obtenu dans certains cas quelques mesures présentant une régularité remarquable. Voici une série de cinq déviations consécutives dont les valeurs ne semblent pas réparties au hasard dans l'échelle des nombres, car elles sont égales, avec une très bonne approximation, aux valeurs données par une formule du type :

$$D = A + nB.$$

D représente la déviation, A et B deux constantes, n de petits nombres entiers.

$p = 0{,}37$ millimètre. $V = 387$ volts. $d = 2$ centimètres.

Diaphragme de 19,6 millimètres carrés.

D observé	n	D calculé
163	4	162
232	6	232
198	5	197
268	7	267
228	6	232

$A = 22$. $B = 35$.

Interposant alors sur le trajet des rayons un écran en fer qui en absorbait environ 0,9, tout le dispositif restant par ailleurs identique, j'ai obtenu des déviations toutes multiples d'un même nombre entier, aux erreurs d'expériences près :

$$D = nA.$$

D observé	n	D calculé
326	8	328
167	4	164
> 500	»	»
217	5	225
79	2	82
0	0	0
0	0	0
41	1	41
0	0	0

$$A = 41$$

Une telle série de mesures régulières ne peut être continuée longtemps; soit par suite de très faibles variations de pression ou de voltage des accumulateurs, soit plutôt par un effet de surface du genre des effets de fatigue du phénomène photoélectrique (effet que je n'ai d'ailleurs pas pu constater de manière sûre), une régularité aussi bonne que celle des mesures reproduites ci-dessus ne se maintient pas longtemps. Cependant dans une longue série de mesures on constate un certain groupement des mesures autour de certains nombres privilégiés : les valeurs des déviations ne sont pas réparties au hasard dans l'échelle des nombres.

Il faut enfin que je signale un autre type d'effet que j'ai observé dans certains cas. En effectuant les décharges très rapidement, la direction moyenne du faisceau de rayons étant autant que possible exactement parallèle au plan de l'électrode isolée, j'ai obtenu un accroissement notable du courant au bout d'un nombre suffisant de décharges (50 environ). L'augmentation obtenue disparaissait, si j'interrompais les décharges, au bout de temps de l'ordre de dix minutes. Voici un exemple d'un tel accroissement. Les décharges sont groupées par cinq et les nombres indiqués représentent la somme des élongations dues à cinq décharges.

$p = 1{,}18$ millimètre. $d = 1{,}7$ centimètre. $V = 495$ volts.

Numéro	Déviations	Numéro	Déviations	Numéro	Déviations
1	82	6	132	11	180
2	102	7	137,5	12	178
3	122,5	8	184	13	198
4	136,5	9	207,5	14	192
5	146	10	205	15	222

J'ai obtenu des accroissements de courant encore plus considérables en me plaçant au voisinage de la pression critique. Dans ce cas j'ai observé le phénomène suivant : quand je commençais les mesures, l'électromètre n'accusait aucun courant à vide dans l'appareil. Faisant alors passer des décharges, je constatais que la valeur des déviations croissait, mais en même temps, il apparaissait un courant permanent qui pouvait devenir considérable. Si je laissais l'appareil quelques minutes sans faire passer de décharges, le courant permanent disparaissait complètement, ainsi que l'augmentation précédemment produite. En d'autres termes, les décharges successives semblaient avoir pour effet d'accroître le coefficient de multiplication par l'ionisation par choc.

Il me reste à noter un dernier fait : j'ai fréquemment observé, au milieu d'une série de mesures, des déviations beaucoup plus grandes que les autres; par exemple 10 fois plus grande ou même plus de 10 fois plus grande. Dans les séries de mesures reproduites précédemment, ces déviations extrêmement grandes étaient ou absentes ou éliminées. Elles sont vraisemblablement dues à un phénomène différent de celui qui produit les fluctuations dont il est question plus haut. Ces fortes déviations ont l'air de se produire de façon tout à fait irrégulière et au hasard. Je n'ai pu préciser les circonstances dans lesquelles elles avaient lieu [1]. Je les ai retrouvées, plus fréquentes, dans le cas des rayons normaux aux électrodes.

II. Le faisceau de rayons arrive normalement. — J'ai obtenu les mêmes résultats généraux sur l'existence et l'ordre de grandeur des fluctuations dues à l'ionisation par les rayons cathodiques secondaires. Mais j'ai constaté des déviations beaucoup plus grandes que les autres, et très fréquentes; voici une série de mesures qui le manifeste nettement.

(1) Ce sont peut-être ces grandes discontinuités qui ont apparu, beaucoup plus fréquentes, dans les expériences résumées pages 117 et 119.

$p = 1{,}17$ mm. $d = 1{,}6$ cm. $V = 451$ volts.

Déviations	Déviations	Déviations	Déviations
22	22	95	24
19	19,5	31	> 250
> 250	22	22,5	35,5
23	260	> 250	> 250
26	> 250	19,5	21,5

J'ai recherché si le fait d'effectuer plusieurs décharges consécutivement et le plus rapidement possible avait un effet sur la fréquence de production de ces grandes déviations ; je n'ai constaté aucune influence.

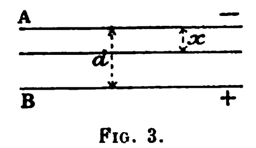


Fig. 3.

Ces grandes discontinuités proviennent de phénomènes se passant à la surface de l'électrode de laiton. J'ai pu le montrer de la façon suivante : laissant la pression constante, j'inverse le champ ; les déviations régulières restent du même ordre de grandeur, quel que soit le sens du champ. Les grandes déviations, au contraire, ne se manifestent que quand l'électrode de laiton est chargée négativement, celle d'aluminium étant chargée positivement. Or on peut montrer facilement, par des raisonnements analogues à ceux utilisés par Townsend dans ses premiers mémoires sur l'ionisation par choc, que le coefficient de multiplication par l'ionisation par choc a des valeurs différentes suivant que les ions initiaux sont produits à la surface du plateau négatif, ou uniformément en volume. D'une façon générale, pour des ions initiaux produits dans une couche infiniment mince située à la distance x du plateau négatif, le coefficient de multiplication m est :

$$m = (\alpha - \beta) \frac{e^{(\alpha - \beta)(d - x)}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta) d}}.$$

On voit donc que, si un phénomène d'ionisation se passe à la surface du plateau A, le coefficient par lequel sera multiplié ce phénomène sera

$$m_- = (\alpha - \beta) \frac{e^{(\alpha - \beta) d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta) d}}.$$

quand le plateau A sera négatif et

$$m_+ = (\alpha - \beta) \frac{1}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta) d}},$$

quand le plateau A sera positif. Le rapport des deux coefficients de multiplication sera :

$$r = \frac{m_-}{m_+} = e^{(\alpha - \beta) d}.$$

Ce rapport peut être très grand. Dans l'expérience faite on avait, en utilisant les coefficients α et β donnés par Townsend :

$p = 3^{mm},35$. $V = 422$ volts. $d = 1^{cm},6$. $e^{\alpha d} = 177$.
$m_- = 1,17$. $m_- = 208$ (m pour une ionisation uniforme $= 40$).

Résumé des résultats expérimentaux. — 1. On peut, à l'aide d'une multiplication convenable par l'ionisation par choc, mettre en évidence des fluctuations dans l'ionisation due aux rayons cathodiques secondaires produits par des rayons X frappant, soit latéralement, soit normalement, la surface métallique des électrodes. La fluctuation moyenne $\bar{\varepsilon}$ croit quand la multiplication par l'ionisation par choc croit.

2. Dans un cas particulier, des discontinuités extrêmement grandes et régulières ont pu être constatées.

3. Une augmentation du courant sous l'influence de décharges successives répétées rapidement a pu être obtenue ; cette augmentation, du moins au voisinage de la pression critique, semble provenir d'une action exercée par les rayons X sur les molécules gazeuses, rendues ainsi plus aptes à être ionisées par choc.

4. Surtout quand la direction des rayons est normale aux électrodes, il se produit, de temps en temps, au milieu de décharges donnant des déviations régulières, des décharges donnant des déviations beaucoup plus grandes (plus de 10 fois plus grandes). Le processus d'ionisation de ces très fortes décharges semble localisé à la surface du plateau de laiton servant d'électrode isolée.

SUR LA DÉTERMINATION DE LA VALEUR DU CHAMP MAGNÉTIQUE TERRESTRE AU MOYEN DU FLUXMÈTRE ;

Par M. SALAZAR.

La mesure du champ magnétique terrestre peut s'effectuer d'une manière à la fois simple et rapide par l'emploi du fluxmètre Grassot.

Supposons qu'il s'agisse de déterminer, par exemple, la composante horizontale H : on reliera au fluxmètre les deux extrémités d'un fil de cuivre bobiné sur un cadre de manière à constituer un certain nombre de spires dont la surface totale S doit être connue exactement.

Ce cadre étant disposé verticalement, dans un plan perpendiculaire à la direction de la composante horizontale, est traversé par un flux ayant pour valeur :

$$\varphi = SH.$$

Par une rotation d'un quart de tour, on amène le cadre dans le plan du méridien magnétique : le flux embrassé devient ainsi nul, et sa variation, égale à SH, est indiquée par l'aiguille du fluxmètre. La valeur de H s'en déduit immédiatement.

Pour augmenter la déviation, en vue d'obtenir une précision plus grande, on peut munir le cadre d'un collecteur redresseur à coquilles (cerceau de Delezenne) et le faire alors tourner d'un nombre de tours n aussi grand que l'on veut. A chaque tour complet correspond un flux coupé égal à 4SH. Pour n tours, ce flux deviendra :

$$\Phi = 4nSH, \qquad \text{d'où} \qquad H = \frac{\Phi}{4nS},$$

et la déviation de l'aiguille du fluxmètre sera $4n$ fois plus grande que précédemment. L'un des principaux avantages de cette méthode, c'est que la vitesse de rotation peut être pour ainsi dire quelconque, et qu'il est inutile de la mesurer ; toute la détermination se réduit à faire faire au cadre mobile un nombre de tours connu.

Dans une des expériences faites au laboratoire d'électrotechnique de Santiago (Chili), j'ai ainsi obtenu :

$$\Phi = 52 \times 10^4 \text{ (52 divisions des fluxmètres),}$$

pour :

$$n = 20 \text{ tours,}$$
$$S = 302{,}8 \text{ cm}^2 \times 84 \text{ spires,}$$

d'où :

$$H = 0{,}255 \text{ gauss.}$$

Des mesures comparatives faites en équilibrant au potentiomètre la f. é. m. développée par un cadre de 1.200 tours tournant à une vitesse connue, dans le même champ, ont donné pour H des valeurs constamment comprises entre 0,25 et 0,26, justifiant ainsi la méthode que je viens d'indiquer.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLV, n^{os} 24, 26 et 27; décembre 1912; — t. CLVI, n^{os} 1 et 2; janvier 1913.

E. BOUTY. — Essai d'évaluation de la cohésion diélectrique d'un gaz rare avec de petites quantités de matière. — P. 1207, et t. CLVI, p. 25.

Expériences montrant que : si le volume de gaz n'est pas trop petit (quelques centimètres cubes) et à partir d'une pression assez grande, le champ critique efficace y est de la forme :

$$y = A + Bp \quad (p \text{ pression}),$$

A et B dépendent du gaz et du ballon qui le contient. Ce n'est que dans le cas de couches gazeuses étendues que $B = b$, cohésion diélectrique vraie du gaz. Cette différence $(B - b)$, pour les gaz rares, peut s'expliquer par ce fait que y, au lieu d'être égal à :

$$y = a + bp \qquad (a = C^{te}),$$

est de la forme :

$$y = (a + mp) + bp.$$

Dans le cas des gaz communs, elle s'explique par la polarisation diélectrique de la paroi, la constante diélectrique du verre ayant la valeur habituelle 6. Or, si on fait usage d'oscillations hertziennes, le verre ne devrait agir qu'en vertu de sa constante diélectrique instantanée 2,25 pour réduire le champ efficace à l'intérieur des ballons.

Comme il n'en est pas ainsi, c'est que l'effluve présente un retard fini par rapport au champ.

A. RIGHI. — Une expérience nouvelle sur les rotations ionomagnétiques. — P. 1214.

Ce sont des rotations qui se produisent lorsque, sur un corps pouvant tourner aisément autour d'un axe et placé dans un gaz raréfié et ionisé, on fait agir un champ magnétique dirigé suivant cet axe. Comme les rotations proviennent de la différence des actions dues aux ions des deux signes, on élimine cette différence en électrisant le corps mobile. Dessin et détails de l'expérience.

DÉCOMBE. — Dissipation et discontinuité de l'énergie. — P. 1217 (1).

Théorie mathématique,

J. TAFFANEL et H. DAUTRICHE. — Sur la propagation de l'onde explosive dans les solides. — P. 1221.

Théorie mathématique.

H. LÉMERAY. — Sur un théorème de M. Einstein. — P. 1224.

En étudiant le cas où un foyer lumineux se déplace par rapport à l'observateur, M. Einstein a été conduit à démontrer (2) que la masse d'un corps diminue quand il rayonne de l'énergie. L'auteur montre au contraire que la masse reste constante.

G. REBOUL. — Influence de la forme géométrique des corps solides sur les actions chimiques qu'ils subissent à basse pression. — P. 1227.

Aux pressions de 1 à $\frac{1}{100}$ de millimètre de mercure, on constate que l'attaque (du cuivre par le chlorure de soufre du caoutchouc) commence par les arêtes ou les points de rayon de courbure le plus faible et que c'est en ces points qu'elle est le plus prononcée.

---

(1) Ce vol. p. 89.
(2) *Annalen der Physik*, t. XVIII; 1905.

R. SWYNGEDAUW. — Sur le rôle des ampères-tours longitudinaux au moment de la commutation dans les machines dynamo-électriques à courant continu. P. 1229.

Les ampères-tours longitudinaux sont les ampères-tours contenus dans le double de l'angle de calage. La variation linéaire de ces ampères-tours induit dans chacune des spires en court-circuit une f. é. m. constante e_c

$$e_c = 2knNi_a,$$

k constante dépendant de la dynamo, N fréquence, n nombre des conducteurs périphériques portés par l'induit, i_a courant dans les conduits induits contenus dans l'angle de calage.

A. COTTON. — Sur les propriétés optiques d'un liquide soumis à l'action simultanée de deux champs électrique et magnétique, et sur la symétrie moléculaire. — P. 1232.

L'auteur démontre le puissant intérêt d'une telle étude et la nécessité de faire construire un très gros électro-aimant.

PIERRE WEISS et AUGUSTE PICCARD. — Sur l'aimantation de l'eau et de l'oxygène. P. 1234.

Méthode de la dénivellation magnétique. Le coefficient d'aimantation de l'eau, rapporté à l'unité de masse, est : $X = -0{,}7193\ 10^{-6}$ à 20° avec un coefficient de température :

$$\alpha = +\ 0{,}00013.$$

Pour l'oxygène (unité de masse) :

$$X = +\ 1{,}0568 10^{-4},$$

à 20°,76, d'où 7,007 magnétons par atome.

R. FORTRAT. — Nouvelle mesure de la décomposition magnétique des raies de la deuxième série secondaire du zinc, et vérification quantitative de la loi de Preston. — P. 1237.

Étude de la raie bleue 4680 du zinc. Pour le triplet magnétique

obtenu, on a :

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda^2 H} = 1,8712\ 10^{-4},$$

λ en centimètres, H en gauss.

Mêmes résultats pour les raies ultraviolettes 3036, 3018 de la même série, d'où une vérification de la loi de Preston.

Ch. FÈRY et M. DRECQ. — Sur le pouvoir diffusif du noir de platine et le coefficient de la loi de Stefan. — P. 1239.

Le pouvoir diffusif est 0,18 0/0 entre 1 250 et 1 430° absolus, d'où

$$\sigma = 6,20\ 10^{-12}\ \frac{\text{watts}}{\text{cm}^2\ \text{degré}^{-4}}.$$

TOURNIER. — Méthode de mesure de très grandes résistances. — P. 1242.

Le courant traverse une résistance

$$AB = r_1.$$

puis en dérivation

$$BC = r_2, \qquad BDC = R + x$$

(x résistance à mesurer). Deux des secteurs de l'électromètre sont reliés au point A, les deux autres au point C, et l'aiguille au point D (de jonction de R et x). L'appareil reste au zéro, en continu ou en alternatif quand

$$x = \frac{R(r_1 + r_2) + r_1 r_2}{r_2 - r_1}.$$

Jean MEUNIER. — Sur de nouvelles formes de combustion gazeuse tourbillonnaire et sur leur analogie d'apparence avec certains phénomènes astronomiques. — P. 1243.

Un jet de chalumeau est lancé sur une flamme de gaz épaisse, dont la pression est de l'ordre du dixième de celle du chalumeau.

La pointe du jet se recourbe en spirale. Le centre lumineux de la spirale s'élargit circulairement, avec un éclat légèrement variable (du jaune au rougeâtre) pouvant rappeler celui des étoiles temporaires. La partie rougeâtre intérieure s'allonge suivant l'axe courbe

du bourrelet, grossit, se résout en une hélice en forme de ressort à boudin, hélice qui se brise bientôt en une multitude de points brillants sphériques qui poursuivent leur mouvement en suivant la trajectoire de l'hélice primitive, jusqu'au moment où leur combustion étant complète, ils disparaissent.

Ceci peut permettre d'expliquer la formation d'astres et de systèmes d'astres disposés en boucle en vertu de mouvements tourbillonnaires de gaz, peut-être en combustion, dont les nébuleuses nous offrent les autres caractères.

CH. BOULANGER et G. URBAIN. — Théorie de l'efflorescence des hydrates salins. P. 1246 et 1612.

Théorie conduisant à l'expression :

$$\log(m_0 - m_i) = \log a + A \log(\theta - t) ;$$

θ temps total nécessaire à l'efflorescence, m pertes aux divers instants; a est une constante, A est peu différent de 1,6.

Application à un cristal de $SO^4Na^2,10H^2O$, pour lequel on a :

$$\log(327 - m) = 0{,}433 + 1{,}6 \log(\theta - t).$$

LEDOUX. — Conductibilité électrique des alliages Cu-Sn (rectification). — P. 1249.

Teneur en Sn (0/0 en volume)	Coefficient de température
25	+ 0,000 53
30	+ 0,000 50

G. LIPPMANN (1). — Appareil électrique mesureur du temps pour la comparaison de deux phénomènes périodiques. — P. 1458.

GOUY. — Sur les gaz spontanément ionisés. — P. 1464.

Réponse aux objections de M. Darwin (2).

L'émission des ions par les parois semble liée au principe de Carnot; il est très probable qu'en général les électrons sont absorbés par la paroi métallique et que les ions positifs lui enlèvent un électron et repartent ainsi à l'état de molécules neutres.

(1) Voir ce vol., p. 5.
(2) C. R., 2 décembre 1912.

KR. BIRKELAND. — Sur la source de l'électricité des étoiles. — P. 1467.

Le soleil et les étoiles deviennent négatifs par leur radiation. La couronne solaire doit être produite par l'émission des électrons venant directement du soleil ou par l'arrachement des électrons hors des ions ou molécules dans l'espace environnant le soleil. La période undécennale des taches solaires correspondrait à une période de fatigue pour l'émission des ions positifs ou à une période de résistance pour l'enveloppe des molécules ou des ions, qui forment autour du soleil une atmosphère isolante. Expériences.

E. BELOT. — La matière satellitaire en rapport avec la densité des planètes, leur durée de rotation et leur structure superficielle. — P. 1471.

Hypothèse. — Le système satellitaire d'une planète ne se compose pas seulement de satellites isolés qui gravitent autour d'elle, mais de masses m qui, primitivement satellites, sont venues, par la résistance du milieu et l'attraction centrale, se condenser dans la région équatoriale.

La théorie montre alors que la faible densité et la rotation rapide des grosses planètes seraient dues à la forte proportion de matières m qu'elles contiennent; elle donne des nombres concordants pour les durées de rotation; enfin elle permet d'expliquer la discontinuité de densité des couches terrestres, les périodes glaciaires, les mouvements tangentiels et les charriages de grandes nappes, etc.

WITOLD JARKOWSKI. — Équation du barogramme de la montée d'un aéroplane. P. 1488.

La théorie montre que

$$h = H\left(1 - \frac{1}{Q_t}\right)$$

h, hauteur atteinte au temps t,
H, hauteur maxima,
Q est une quantité qui dépend des conditions de la montée.

JULES ROUX. — Loi de Stokes et charge de l'électron. — P. 1490.

Étude de la chute de gouttelettes de soufre. Ces sphères de soufre

peuvent être considérées comme élastiques ; on trouve en effet A=1,64, en utilisant la formule de Millikan. Elles conduisent pour e à la valeur $4{,}17\ 10^{-10}$.

JOUGUET. — Sur la stabilité de l'équilibre d'un système enfermé dans une enceinte imperméable à la chaleur. — P. 1493.

Théorie mathématique.

E. BRINER et E.-L. DURAND. — Action de la température sur l'équilibre des acides nitreux et nitrique, formés à partir des oxydes de l'azote et de l'eau. P. 1495.

L'élévation de la pression de NO et l'abaissement de la température favorisent la formation de NO^2H.

Auguste PICCARD. — La constitution de l'eau et la variation thermique de son aimantation. — P. 1497.

Expériences montrant qu'on représente l'ensemblé des propriétés volumétriques et magnétiques de l'eau en admettant qu'elle contient entre 0 et 100°, en proportion décroissante, une substance de même densité et de même aimantation que la glace (hypothèse déjà faite par M. Duclaux).

J.-A. MULLER. — Sur le mode d'ionisation de l'acide sulfurique en solution aqueuse étendue. — P. 1499.

Étude des coefficients d'ionisation et des chaleurs de dissolution de l'acide sulfurique dilué. L'acide SO^4H^2 doit s'ioniser en donnant les ions SO^4H et H, cette ionisation se faisant avec dégagement de chaleur.

HANRIOT. — Sur l'écrouissage sans déformation. — P. 1502.

Expériences sur l'Ag, Cu, Al, laiton. L'écrouissage peut avoir lieu sans modification de la forme extérieure ou de la structure intérieure de l'alliage. Il est, au contraire, en rapport avec la compression subie par le métal.

MARCEL OSWALD. — Sur quelques propriétés des azotites alcalins. — P. 1504.

NO^2K. — Coloration un peu jaunâtre, déliquescent, fond à 297°,5, densité à 0 1,912.

NO^2Na. — Coloration blanche, très peu jaunâtre, non hygroscopique, fond à 217°, densité à 0° 2,168.

L'auteur a en outre déterminé les densités des solutions aqueuses.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Photolyse de divers sucres complexes (bioses et trioses) par les rayons ultra-violets. — P. 1506.

Les solutions de maltose et lactose donnent, pour les $\lambda > 0^\mu,25$, une inversion, puis un dégagement gazeux (CO, H^2) ; pour les λ plus faibles, les solutions deviennent acides, réduisent la liqueur de Fehling et l'azotate d'argent ammoniacal, et dégagent CO, H^2, CO^2, CH^4.

Le raffinose, le mélézitose et le gentianose donnent, pour les $\lambda > 0^\mu,25$, un premier stade sans dégagement gazeux, la scission en trois monoses, puis un dégagement gazeux (CO, H^2); pour les λ plus faibles, il y a dégagement de (CO, H^2, CO^2, CH^4), et les liqueurs deviennent acides et réductrices.

JACQUES DUCLAUX. — La polymérisation des corps à basse température. — P. 1509.

Si l'on calcule du zéro absolu à T_e (température d'ébullition) l'intégrale $\int_0^{T_e} \frac{dQ}{T}$ par la valeur approchée $\int_0^{T_e} c \frac{dT}{T}$, c étant la chaleur spécifique du corps considéré, on trouve un nombre voisin de

$$42 = 2 \frac{ML}{T_e}$$

(quotient de la chaleur moléculaire de vaporisation par la température d'ébullition). L'auteur en déduit une base solide à l'hypothèse d'une polymérisation réversible qui croît lorsque la température diminue.

ŒCHSNER DE CONINCK. — Détermination du poids atomique de l'uranium. P. 1511.

Calcination de $C^2O^4UO^2$, qui se scinde en UO^2 et $2CO^2$.
Poids atomique trouvé 238,4.

LÉON GUILLET. — Sur les alliages cuivre-zinc-nickel. — P. 1512.

L'addition de nickel à certains alliages cuivre-zinc améliore considérablement leurs propriétés mécaniques.

G. GOURÉ DE VILLEMONTÉE. — Sur un cas de foudre globulaire. — P. 1567.

Description d'un cas de foudre globulaire observé le 2 décembre 1912 à Tissey (Yonne), montrant que l'apparition de foudre globulaire n'est pas due à la position de l'observateur par rapport à un éclair en zigzag.

H. DESLANDRES. — Champ magnétique général des couches supérieures de l'atmosphère solaire. Vérifications nouvelles. — P. 1573.

Historique. — Nouvelles vérifications montrant qu'il faut admettre comme certaine l'existence d'un champ magnétique. Ce champ présente, avec le temps, des variations d'intensité et de direction, locales ou générales, que l'on suivra en multipliant les épreuves de vitesse radiale, dont l'enregistrement continu devient nécessaire.

CH. GALLISSOT. — Influence de la coloration et de la grandeur dans les brusques variations d'éclat d'une image stellaire. — P. 1590.

Reprise des recherches classiques de MM. Broca et Sulzer (1) et de MM. Blondel et Ray (2). Mêmes conclusions. Un éclat bref est presque toujours estimé plus faible que s'il était permanent; l'erreur de jugement pour une même durée d'apparition augmente quand l'éclat

(1) *C. R.*, t. CXXXIV et CXXXVII.
(2) *C. R.*, t. CLIII.

diminue, plus rapidement pour les radiations bleues que pour les rouges.

J. TAFFANEL et H. DAUTRICHE. — Sur la détonation de la dynamite n° 1. P. 1595.

Courbe. Expression de la pression explosive.

G. EIFFEL. — Sur la résistance des sphères dans l'air en mouvement. — P. 1597.

Courbe des valeurs de k de la formule habituelle :

$$R = kSV^2.$$

Pour chaque sphère, les valeurs de k sont fortes aux petites vitesses, décroissent rapidement quand la vitesse augmente, et à partir d'une vitesse critique (variable avec le diamètre de la sphère) deviennent très voisines de 0,011. Si on considère la résistance totale pour une petite sphère, il y a une région où, quand le vent augmente, l'effort R diminue. Les anomalies sont dues à ce qu'il se forme à l'arrière un cône de dépression au-dessous de la vitesse critique.

René ARNOUX. — Nouvelle méthode de conduite des aéroplanes par leur moteur. P. 1599.

Le capotage (ou apiquage) est dû à l'annulation brusque de l'angle d'attaque des surfaces portantes qui se produit par une manœuvre exagérée ou à contre-sens du gouvernail de profondeur. Il y a donc à caler ce gouvernail par une butée inférieure, ce qui rend constant l'angle d'attaque minimum, et à compenser par des variations inverses de la puissance propulsive les variations de vitesse dues au moteur ou aux remous.

Gustave PLAISANT. — Sur un mode d'attaque cycloïdale de l'air. — P. 1602.

On fera tourner les hélices à l'extrémité de bras animés d'un mouvement de rotation.

Théorie mécanique.

A. KORN. — Sur les potentiels d'un volume attirant dont la densité satisfait à l'équation de Laplace. — P. 1605.

Théorie mathématique.

F. CROZE. — Nouvelles observations relatives au phénomène de Zeeman dans le spectre de l'hydrogène. — P. 1607.

Les 3 raies H_α, H_β, H_γ déjà étudiées (1) et la raie H_δ aussi donnent un triplet pur d'écart normal, contrairement aux résultats de MM. Paschen et Back (2).

GUILLAUME DE FONTENAY. — Action des encres sur la plaque photographique. P. 1610.

L'auteur a montré (3) que si on applique quelque temps une feuille de papier manuscrit ou imprimé contre la face émulsionnée d'une plaque photographique, il peut se faire qu'après développement on trouve sur la plaque une reproduction plus ou moins complète, en négatif ou en positif, des caractères que portait la feuille de papier. Les effets produits sont très variables avec les encres et les papiers; ces effets sont dus à une réaction chimique et non à un rayonnement nouveau ou particulier.

ANDRÉ BROCHET. — Relation entre la conductivité des acides et leur absorption par la peau. — P. 1615.

Cette absorption est un phénomène général et résulte d'une combinaison chimique puisque, quel que soit l'acide employé, la quantité absorbée est sensiblement proportionnelle à l'équivalent chimique. Cette quantité est un peu plus faible avec les acides peu dissociés.

JEAN BIELECKI et VICTOR HENRI. — Étude quantitative de l'absorption des rayons ultra-violets par les acides gras et leurs éthers isomères. — P. 1617.

Tableaux et courbes. Le spectre d'absorption est différent pour

(1) *C. R.*, t. CLIV; 1912.
(2) *Ann. der Physik*, t. XXXIX; 1912.
(3) *C. R.*, 11 janvier 1911.

les acides (acétique, propionique, butyrique) et les éthers isomères; la différence est indépendante du solvant. L'absorption augmente quand la molécule devient de plus en plus complexe, et elle dépend de la constitution même de la molécule.

Louis BESSON. — Sur un élément périodique des variations du baromètre. P. 1630.

La probabilité de la production d'un minimum barométrique n'est pas la même aux divers jours qui suivent un minimum barométrique. Du 10e au 40e jour, ses variations sont analogues à celles d'une somme de sinusoïdes passant toutes par leur maximum au jour initial, et ces sinusoïdes paraissent correspondre aux harmoniques d'une oscillation fondamentale d'environ 35 jours aussi bien à Montsouris, à New-York qu'à Batavia.

L.-E. BERTIN. — Calcul de l'augmentation du chargement ou de la vitesse, obtenue par l'accroissement des dimensions d'un paquebot. — P. 19.

Théorie mathématique.

P. STROOBANT. — Distribution des étoiles doubles spectroscopiques sur la sphère céleste. — P. 37.

Ces étoiles sont relativement beaucoup plus nombreuses dans la zone galactique que l'ensemble des étoiles de même éclat, et cette agglomération a pour cause la forte proportion d'étoiles à hélium parmi ces binaires.

A. LEDUC. — La loi de Guldberg et les états correspondants. — P. 65.

Addition à la note de M. Boutaric (1). Nouvel énoncé : « Les températures d'ébullition sous des pressions réduites égales sont correspondantes ». — Tableau.

(1) *C. R.*, novembre 1912.

O.-Dony HÉNAULT.— Sur l'emploi de résistances de chrome métallique granulaire pour le chauffage électrique. — P. 66.

Le chrome est moins fusible que le platine et très peu altérable, d'où la possibilité de son emploi pour avoir des températures inférieures ou égales à environ 2.000°. — Bons résultats d'expériences.

Jules ANDRADE.— Recherches expérimentales sur le spiral cylindrique double[1]. P. 56.

La disposition relative des deux moitiés du spiral double qui, à l'égard des résistances passives, réalise la disposition optima, est voisine de celle pour laquelle les deux viroles des deux spiraux cylindriques associés ont même projection sur un plan perpendiculaire à l'axe du balancier.

Henri VILLAT. — Sur l'écoulement des fluides pesants. — P. 58.

Théorie mathématique.

J. de BOISSOUDY. — Sur l'équilibre d'un gaz en état de dissociation binaire.— P. 61.

Théorie mathématique.

Daniel BERTHELOT et Henry GAUDECHON. — Sur les débuts de la photolyse de l'alcool éthylique, de l'aldéhyde éthylique et de l'acide acétique. — P. 68.

Rappel des recherches précédentes. Des trois corps étudiés l'aldéhyde est le seul qui soit déjà attaqué par la lumière solaire ($\lambda > 0^{\mu},3$); les deux autres exigent des radiations de plus courte longueur d'onde.

H. COPAUX. — Sur la basicité des tungsto-acides. — P. 71.

Tableau des conductibilités moléculaires à 25° conduisant à la tétra-basicité.

---

(1) Voir aussi *C. R.*, août 1911.

Dr MONTESSUS DE BALLORE. — Mégaséismes et phases de la Lune. — P. 100.

Tableau et discussion montrant qu'il n'y a aucune relation entre ces phénomènes.

G. BIGOURDAN. — Description d'un appareil pour l'envoi automatique des signaux horaires. — P. 107.

Un cylindre métallique d'un grand diamètre, tournant d'un mouvement uniforme autour de son axe, a sa surface convexe travaillée de manière à former une vis à large pas et à filet carré. Dans ce filet, le métal sera remplacé par places par un isolant, et les longueurs respectives seront proportionnelles aux durées des silences et des signaux à obtenir. Le contact électrique se déplacera sur le filet d'un mouvement uniforme en décrivant un pas de l'hélice pendant que le cylindre fait un tour.

LORD RAYLEIGH. — Sur la résistance des sphères dans l'air en mouvement. P. 109.

M. Eiffel(1) a trouvé pour des sphères différentes des vitesses critiques différentes et a employé la formule bien connue :

$$R = kSV^2.$$

Or, d'après la loi de similitude dynamique, donnée par Stokes et Reynolds pour les liquides visqueux, k est une fonction de $\frac{\nu}{VL}$ (viscosité cinématique) où $L = S^{\frac{1}{2}}$.

Les vitesses critiques ici doivent être inversement proportionnelles à L. Si on change l'échelle des vitesses suivant cette loi, on retrouve presque identiquement les courbes de M. Eiffel.

(1) *C. R.*, 30 déc. 1912.

JULES BAILLAUD. — Opacimètre intégrateur pour photographies stellaires. P. 113.

Le système optique est analogue au spectrophotomètre de Gouy. Un écran de Lummer et Brodhun se trouve au croisement des axes des deux lunettes L_1 et L_2. Au foyer de L_1 est la plage photographique étudiée ; dans le plan focal de L_2 est un coin absorbant. Les faisceaux parallèles, issus de L_1 et L_2, se réunissent après avoir traversé l'écran, ceux de L_1 directement, ceux de L_2 après réflexion sur les plages argentées et traversent une troisième lunette L_3, qui les fait converger sur un opercule. L'observateur regarde à travers l'opercule l'écran photométrique et réalise, en déplacant le coin, l'égalité d'éclairement. Une quatrième lunette reçoit la lumière venant de la plaque photographique et réfléchie sur les parties argentées de l'écran, ce qui permet à l'observateur de voir la région étudiée de la plaque.

SCHWARTZ et VILLATTE. — Application d'une méthode optique de coïncidences à la transmission de l'heure. — P. 121.

Parallèlement à la lunette qui permet de voir le feu lointain du correspondant, on place une autre petite lunette dont l'objectif est remplacé par une lampe noircie (sauf sur un petit trou) et que le pendule local fera traverser par un courant. L'écartement des deux oculaires est celui des deux yeux. Il sera alors facile de noter l'instant de la coïncidence.

MARCEL BRILLOUIN. — Sur la théorie du rayonnement noir. — P. 124.

On sait que l'hypothèse des quanta est une conséquence inévitable de l'expérience, quand on suppose que les résonateurs par lesquels on représente la matière émissive et absorbante sont rigoureusement monochromatiques.

L'auteur montre que cette hypothèse est moins satisfaisante et moins près de la réalité que celle de l'obtention de toutes les fréquences au moyen d'un seul type de système vibrant, par variation de l'énergie d'oscillation. Electron circulant autour d'une masse centrale avec l'énergie mutuelle E (r).

COSTANZO. — Sur l'occlusion des produits du radium. — P. 126.

1° Le laiton suit les lois de Curie sur la radioactivité induite des métaux ;

2° Le palladium présente le phénomène de l'occlusion des produits de désintégration du radium à peu près au même degré que le caoutchouc pour des lames assez minces ;

3° L'épaisseur des lames activées paraît avoir de l'influence ;

4° Pour des lames épaisses, dans les mêmes conditions, l'activité observée quand on retire la lame de l'enceinte activante est, au début, plus forte avec le palladium qu'avec le caoutchouc.

Adrien GUÉBHARD. — Sur la possibilité théorique d'un dispositif réversible pour la reconstitution automatique des couleurs naturelles en projection. — P. 127.

On réunira une batterie d'objectifs donnant une projection unique au même endroit d'une série d'objets (images de projection rendues positives). Si chacun des objectifs est muni en outre d'un des écrans sélecteurs de la méthode trichrome, il suffira de placer dans le plan focal objet le film positif noir fortement éclairé pour obtenir la projection en couleurs naturelles.

E. MATHIAS, H. KAMERLINGH ONNES et C.-A. CROMMELIN [1].
Le diamètre rectiligne de l'argon. — P. 129.

A. PÉROT. — Sur le mouvement des centres lumineux dans les tubes à hydrogène.
P. 132.

Ces centres sont entraînés de la catode vers l'anode, sans doute par les électrons. La vitesse croît avec l'intensité de courant, avec la diminution de la pression et l'étroitesse du tube.

Ch. BOULANGER et G. URBAIN. — Théorie de l'efflorescence des hydrates salins.
Influence de la température. — P. 135.

Théorie mathématique. — Cette vitesse varie avec la température suivant la même loi que la pression de dissociation.

---

(1) Séances de la Société de Physique, janvier 1913.

MARCEL BOLL. — Relation entre la vitesse d'une réaction photo-chimique et l'énergie rayonnante incidente [1]. — P. 138.

NICOLAS CZAKO. — Sur les alliages d'aluminium avec le vanadium. — P. 143.

Étude métallographique. — Cristaux de Al^3V et d'AlV. Jusqu'à 20 0/0 de vanadium, ces alliages sont malléables; dès 20 à 25 0/0, on peut les pulvériser au mortier. La dureté des alliages va en augmentant avec la teneur en vanadium jusqu'au composé Al^3V et au delà jusqu'à 53 0/0. De 60 à 80 0/0 ils sont moins durs, mais exempts de cavités.

JACQUES DUCLAUX. — Sur les éléments d'énergie. — P. 142.

On sait que la théorie du rayonnement noir a conduit Planck à la notion de l'élément d'énergie

$$\varepsilon = \frac{19{,}6 \,.\, 10^{-17}}{\lambda \text{ (longueur d'onde)}}.$$

L'auteur arrive à la notion de cet élément par la règle de Pictet-Trouton :

$$\frac{ML}{T}\ \frac{\text{chaleur de vaporisation moléculaire}}{\text{température d'ébullition}} = 21 \text{ environ,}$$

on a la même valeur 21 pour

$$\frac{Q}{T} = \frac{\text{chaleur de dissociation (ou de dépolymérisation) moléculaire}}{\text{température de cette dissociation}}.$$

D'où il résulte que, quand une liaison entre atomes ou molécules est rompue, d'une façon réversible à T, il y a absorption d'une quantité de chaleur kT, k étant une constante indépendante de la liaison.

PAUL GAUBERT. — Sur quelques composés de la cholestérine donnant des cristaux liquides. — P. 149.

Les acides tartrique, malique et lactique donnent avec la cholestérine des cristaux liquides positifs, l'axe optique vers le point de fusion étant perpendiculaire à la lame de verre.

---

[1] Séances de la Société de Physique, février 1912.

Les acides maléique, malonique et la succinimide donnent des cristaux liquides, se produisant presque instantanément, mais stables seulement entre deux intervalles de température très rapprochés.

Les acides succinique, cinnamique et anisique, fondus avec la cholestérine à 160° pendant une heure, donnent des cristaux liquides négatifs présentant les teintes épipoliques.

MARAGE. — Action sur les centres auditifs de vibrations sonores, complexes et intermittentes. — P. 155.

Pour faire la rééducation de l'oreille, il faut employer des vibrations d'abord très simples, de timbre constant, représentant les vibrations fondamentales des voyelles, puis ensuite des vibrations plus complexes, de timbre et d'intensité variables, analogues à ce que l'on rencontre dans la parole naturelle.

ALFRED ANGOT. — Valeur des éléments magnétiques à l'observatoire du Val-Joyeux au 1er janvier 1913. — P. 173.

Éléments	Valeurs absolues	Variation annuelle
Déclinaison	14° 4′ 26	— 9′ 17
Inclinaison	64° 39′ 5	— 1′ 6
Composante horizontale	0,19746	+ 0,00007
Composante verticale	0,41696	— 0,00035
Composante nord	0,19154	+ 0,00020
Composante ouest	0,04801	— 0,00049
Force totale	0,46135	— 0,00029

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXIV, septembre, octobre et décembre 1912; t. XXV, janvier 1913.

CLARKE. — Sur la densité et l'indice de réfraction relatifs de liquides en contact. P. 451-452.

Le chloroforme qui est à peu près insoluble dans l'eau, a comme densités 1,4 à la température ordinaire et 0,5 à 260°, sa température critique. La densité de l'eau à 260° est 0,66, de sorte que, si l'on place du chloroforme et de l'eau dans un tube de Natterer et qu'on chauffe,

on voit, un peu en dessous de 260°, l'équilibre devenir instable et le chloroforme gagner le sommet du tube.

L'indice de réfraction du chloroforme, comme la densité, décroît plus vite que pour l'eau. Si l'on chauffe le tube de Natterer, le ménisque de séparation de l'eau et du chloroforme cesse d'être visible pour une certaine température et réapparaît si la température continue à s'élever.

HOUSTOUN. — Sur la manière d'établir des relations thermodynamiques. P. 693.

Réponse aux critiques formulées par Kuenen ([1]). D'après l'auteur, la méthode de Kuenen ne présente aucune supériorité sur la sienne.

C.-W. HEAPS. — Effet du champ magnétique sur la résistance ([2]). — P. 813-819.

1° Pour le tellure, le cadmium, le zinc et l'or, l'effet d'un champ transversal est toujours plus grand que celui dû à un champ longitudinal. H étant l'intensité du champ magnétique, R la résistance du métal, dR sa variation, les courbes qui ont pour abscisses H et pour ordonnées $\frac{dR}{R}$ ont une équation de la forme :

$$\frac{dR}{R} = AH^2.$$

Les valeurs de A sont données par le tableau suivant :

	Champ transversal.	Champ longitudinal.
Tellure	105×10^{-12}	$27,7 \times 10^{-12}$.
Bismuth	12.000×10^{-12}	3.200×10^{-12}.
Cadmium	$2,88 \times 10^{-12}$	$1,77 \times 10^{-12}$.
Zinc	$1,36 \times 10^{-12}$	$0,82 \times 10^{-12}$.
Or	$0,38 \times 10^{-12}$	$0,32 \times 10^{-12}$.

Comme l'effet Hall est *soixante* fois plus grand pour le tellure que pour le bismuth, on voit, d'après les nombres du tableau, que l'effet Hall est sans relation avec la variation de résistance sous l'influence du champ magnétique.

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 582 ; 1912.
(2) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 62 ; 1912.

2° La résistance de la pyrite de fer ne varie pas sous l'influence du champ; s'il y a variation, elle est plus petite que $2 \cdot 10^{-5}$ par ohm pour un champ de 10^4.

3° Quelle que soit la direction de la force magnétisante, la résistance de la molybdénite décroît.

4° Les courbes relatives à la magnétite indiquent que cette substance possède une structure interne très complexe.

Pour les champs supérieurs à 5×10^3, il existe une relation linéaire entre $\frac{dR}{R}$ et H dans le cas de la magnétite.

AUBERT.

J.-E. MILLS. — La loi de l'attraction moléculaire. — P. 483-500.

En admettant que l'attraction moléculaire varie en raison inverse du carré de la distance, l'auteur avait établi la relation :

$$(1) \qquad \frac{L - E_e}{d^{\frac{1}{3}} - D^{\frac{1}{3}}} = \text{const.},$$

où $L - E_e$ désigne la chaleur interne de vaporisation, d et D les densités du liquide et de la vapeur.

D'après Kleeman [1], la relation :

$$(2) \qquad \frac{L - E_e}{d^2 - D^2} = \text{const.},$$

que l'on peut déduire d'une loi d'attraction moléculaire en raison inverse de la 7° puissance, serait en aussi bon accord avec l'expérience, et par suite la vérification approchée de la relation (1) ne pourrait rien indiquer sur la forme de la loi d'attraction moléculaire.

Ce sont ces critiques que l'auteur s'attache à réfuter :

1° Il a fait le calcul des expressions (1) et (2) pour l'éther-oxyde d'éthyle, le pentane normal, l'isopentane, le benzène et le tétrachlorure de carbone à des températures croissant de 10° en 10°, depuis 0° C. jusqu'à une température voisine de la température critique. Il résulte de ces calculs que la relation (1) est mieux vérifiée que la relation (2).

2° L'auteur pense que la relation (1) a une signification théorique

(1) *Philos. Mag.*, t. XX, p. 678 ; 1910.

et serait *exactement* vérifiée pour des substances absolument stables et non associées. Un petit nombre de substances satisfait à ces conditions depuis 0° C. jusqu'à la température critique; les éthers et quelques autres substances sur lesquelles les calculs ont été effectués n'y satisfont sans doute pas dans un aussi grand intervalle de température.

Pendant plusieurs années l'auteur a fait des recherches sur un certain nombre d'équations obtenues en supposant que la loi d'attraction moléculaire varie en raison inverse de la 3ᵉ, de la 4ᵉ, de la 5ᵉ, de la 6ᵉ et de la 7ᵉ puissance de la distance entre les molécules. Aucune n'est vérifiée par l'expérience. Au contraire, la loi de l'inverse du carré de la distance donne une relation qui est d'accord avec les faits. L'auteur voit là une forte présomption en faveur de cette loi, et il passe successivement en revue, pour les réfuter, les critiques que l'on a formulées.

D.-N. MALLIK. — Théorie de la décharge électrique dans un tube de La Rive. P. 500-507.

Quand une décharge électrique traverse un tube de La Rive à différentes pressions, il y a trois stades dans la décharge : pour des pressions élevées, la décharge consiste en un nombre infini de rayons; ceux-ci, à mesure que la pression diminue, se resserrent en une bande qui, si la pression est encore réduite, s'étend et remplit finalement tout le tube.

Or une décharge électrique est formée d'un ensemble de corpuscules émanés de la cathode sous l'influence du champ électrique et d'ions, positifs et négatifs, produits par le choc de ces corpuscules sur les molécules du gaz.

Les ions et les corpuscules exercent l'un sur l'autre des forces électriques, et, puisqu'ils sont en mouvement, des forces magnétiques. Comme ces masses se meuvent dans un milieu fluide, il y a également des forces provenant du milieu. L'effet de toutes ces forces le long d'une direction de décharge affecte le mouvement et les chocs le long de cette direction et, par suite, ne doit pas être considéré quand on étudie l'influence relative de différents rayons.

En utilisant ces remarques, l'auteur fait la théorie mathématique de la décharge et montre qu'elle rend compte des diverses particularités du phénomène.

S.-D. WICKSELL. — Sur l'équation des gaz. — P. 869-876.

L'équation de Van der Vaals :

$$(1) \qquad \left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R\theta,$$

peut s'écrire :

$$pv\left(1 - \frac{b}{v}\right) = R\theta\left[1 - \frac{a}{vR\theta}\left(1 - \frac{b}{v}\right)\right].$$

Si la formule est appliquée à une molécule-gramme, on a sensiblement :

$$R = \frac{1}{273} = \frac{1}{\theta_0},$$

et, en posant :

$$a\,\frac{\theta_0}{\theta} = \alpha,$$

$$\frac{1}{v} = x,$$

$$P\,\frac{\theta_0}{\theta} = y,$$

on obtient :

$$(2) \qquad y(1 - bx) = x - \alpha x^2 + \alpha b x^3.$$

I. — Exprimons x en fonction de y et posons :

$$x = a_1 y + a_2 y^2 + a_3 y^3 + \ldots,$$

en portant cette valeur dans (2) et identifiant les deux membres, on obtient aisément :

$$\begin{aligned} a_1 &= 1, \\ a_2 &= \alpha - b, \\ a_3 &= 2\alpha a_2 - b a_2 - b\alpha, \\ a_4 &= \alpha(a_2 + 2a_3) - b a_3 - 3b\alpha a_2, \\ &\ldots\ldots\ldots \end{aligned}$$

En posant $\alpha - b = \Phi$, il vient :

$$\begin{aligned} a_1 &= 1, \\ a_2 &= \Phi, \\ a_3 &= 2\Phi^2 - b^2, \\ a_4 &= 5\Phi^3 - 5b^2\Phi - b^3, \\ &\ldots\ldots\ldots \end{aligned}$$

D'où finalement :

$$(3)\quad x = y\,[1 + \Phi y + (2\Phi^2 - b^2)\,y^2 + (5\Phi^3 - 5b^2\Phi - b^3)\,y^3 + \ldots],$$

ou

$$(4)\quad pv = \frac{\theta}{\theta_0}\left[1 - \frac{\theta_0}{\theta}\Phi p - \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^2 (\Phi^2 - b^2)p^2 - \left(\frac{\theta_0}{\theta}\right)^3 (2\Phi^3 - 3\Phi b^2 - b^3)\,p^3 \ldots\right].$$

Exemple : pour CO^2, à 0° C., on peut prendre :

$$a = 0{,}011,$$
$$b = 0{,}003 ;$$

l'équation (4) devient :

$$pv = 1 - 0{,}008p - 0{,}00005p^2 - 0{,}000003p^3.$$

D'une façon générale, pour des pressions relativement basses (inférieures à 5 atmosphères), les termes en p^2 peuvent être négligés. On a alors :

$$(5)\quad pv = \frac{\theta}{\theta_0} - \Phi p,$$

ou

$$pv - R\theta = - \Phi p,$$

relation que l'on peut écrire :

$$(6)\quad \frac{p'v' - R\theta}{p''v'' - R\theta} = \frac{p'}{p''},$$

où p' et v' se rapportent à un certain état, p'' et v'' à un deuxième état, à la même température.

L'équation (6) ne renferme aucune grandeur caractéristique du gaz et peut être regardée comme une équation générale des gaz en deuxième approximation, si la loi de Mariotte-Gay-Lussac est regardée comme une première approximation.

II. — On peut également chercher à exprimer en fonction de p et de θ le coefficient de dilatation K^p défini par la relation :

$$\frac{dv}{v_0} = K^p \, . \, d\theta$$

(v_0, volume pour θ_0 . C.).

De l'équation (4) on déduit:

$$K^p = \frac{1}{\theta_0}\left[1 + p\left(\frac{\theta_0^2+\theta^2}{\theta^2}a - b\right) + p^2\left(\frac{3\theta_0^4+\theta_0^2\theta^2+2\theta^4}{\theta^4}a - \frac{4\theta_0^3+\theta_0^2\theta+4\theta^3}{\theta^3}ab + b^2\right)\cdots\right],$$

ce qui, pour des pressions pas trop élevées, devient:

$$(7) \qquad K^p = \frac{1}{\theta^0}\left[1 + p\left(\frac{\theta_0^2+\theta^2}{\theta^2}a - b\right)\right].$$

Si a et b ne varient pas avec p, on a donc, à une température constante θ:

$$(8) \qquad \frac{K_0^{p_1}\theta_0 - 1}{K_0^{p_2}\theta_0 - 1} = \frac{p_1}{p_2},$$

K^p_0 étant le coefficient de dilatation à $\theta°$ et sous la pression p.

III. — Les équations (5) et (7) permettent de déterminer a et b en fonction de quantités connues et mesurables.

On en déduit, en les résolvant par rapport à a et b:

$$a = \frac{K^p\theta_0 - 1 - \left(\frac{\theta_0}{\theta} - pv\right)}{(\theta_0^2 - \theta\theta_0 + \theta^2)p}\theta^2,$$

$$b = \frac{\theta_0\theta\,(K^p\theta_0 - 1) - \left(\frac{\theta}{\theta_0} - pv\right)(\theta_0^2+\theta^2)}{(\theta_0^2 - \theta_0\theta + \theta^2)p}$$

si ces quantités ne varient pas avec la température, selon les vues de Van der Vaals, on peut les calculer pour $\theta = \theta_0$, et l'on a alors:

$$a = K_0^p\theta_0 - 1 - (1 - v_0'),$$
$$b = K_0^p\theta_0 - 1 - 2\,(1 - v_0')$$

(v'_0, volume de la molécule-gramme à 0° C. et une atmosphère).

D'où l'on déduit:

$$a - b = 1 - v_0'.$$

Cette expression est pratiquement vérifiée. Exemple:

Le volume moléculaire de l'hydrogène que l'on peut considérer comme gaz idéal est $v_1 = 22^l,4452$. Pour CO^2, on a $v_2 = 22^l,2635$.

D'où pour CO^2:

$$1 - v_0' = 1 - \frac{v_2}{v_1} = 0{,}0081.$$

Or,

$$a = 0{,}0134,$$
$$b = 0{,}0054,$$

ce qui donne :

$$a - b = 0{,}0080.$$

La vérification est excellente.

A. BOUTARIC.

O.-W. RICHARDSON et KARL-T. COMPTON. — L'effet photoélectrique. P. 575-594.

Dans leurs expériences, les auteurs emploient une cellule photoélectrique de forme sphérique, au centre de laquelle est placé le métal à expérimenter, sur lequel on fait arriver la lumière d'une source monochromatique puissante; les nombres obtenus pour les vitesses des électrons sont corrigés de la différence de potentiel au contact entre l'électrode qui les émet et celle qui les reçoit [1].

Principaux résultats :

1° Le maximum d'énergie T_m des électrons émis est une fonction linéaire de la fréquence ;

2° Les courbes qui donnent, pour une seule fréquence, le nombre relatif d'électrons émis avec une énergie donnée présentent un maximum et sont symétriques par rapport à son ordonnée;

3° On obtient pour chaque métal une fréquence minima ν_0 audessous de laquelle on n'observe pas d'effet photoélectrique; les électrons sont alors émis avec une vitesse nulle. Contrairement aux observations antérieures, on ne trouve pas d'électrons émis avec une vitesse négative, ce qui tient à ce fait que les expérimentateurs ne tenaient pas compte de la différence au contact entre les deux électrodes.

Cette fréquence ν_0, caractéristique de chaque métal, s'obtient par l'intersection avec l'axe des fréquences de la droite représentant les variations de T_m avec la fréquence. Des considérations théoriques

[1] Voir *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 485 ; 1912.

exposées précédemment [1] conduisent les auteurs à poser :

$$T_m = h\nu - w_0 = h(\nu - \nu_0),$$

expression dans laquelle h est la constante de Planck, ν la fréquence et w_0 la chaleur latente d'évaporation des électrons au zéro absolu. La courbe de variation de T_m permet de calculer h, et la valeur obtenue est inférieure d'environ 20 0/0 à celle que donnent les mesures de rayonnement : les auteurs cherchent l'explication de cette divergence dans certaines causes d'erreurs expérimentales ; ils étudient en particulier l'influence d'une couche inactive à la surface du métal.

La quantité w_0, déterminée par des considérations thermoioniques [1], permet de calculer h à partir de :

$$w_0 = h\nu_0,$$

ce qui donne pour h une valeur trop grande, sans doute parce que w_0 est plus petit pour les électrons photoélectriques que pour les électrons thermoioniques.

Enfin, en remarquant que pour les rayons Röntgen w_0 est négligeable et que l'énergie maxima des électrons qu'ils produisent est égale à celle des rayons cathodiques primitifs, la formule

$$T_m = h\nu - w$$

permet de calculer ν. On trouve :

$$\nu = 6{,}55 \, . \, M^2 10^{14},$$

M étant le poids moléculaire du métal dont les rayons sont caractéristiques ; on obtient ainsi pour le cuivre :

$$\nu_0 = 2{,}64 \, . \, 10^{18} \text{ sec}^{-1}.$$

G.-H. SIVENS. — De l'influence des conditions physiques d'une substance sur son absorption de la lumière. — P. 623-628.

Application à différents phénomènes de la théorie donnée par l'auteur [2] : à la loi de Kundt, aux particularités de l'absorption dans les gaz en fonction de la pression et aux mélanges gazeux.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 490 ; 1912.
(2) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 850 ; 1912.

En supposant que le coefficient de la polarisation qui intervient dans l'expression de la force électrique à laquelle est soumis un électron, peut prendre une série de valeurs à laquelle il assigne deux limites fonction de la densité, l'auteur explique l'élargissement des raies du spectre vers le rouge lorsque la densité croît, mais sa théorie est encore insuffisante pour expliquer certaines anomalies.

L. LETELLIER.

H. PEALING. — Distribution et nature de la radiation secondaire du carbone. P. 765.

Il s'agit ici, comme on sait, d'une radiation diffusée. L'objet de ce travail est l'étude de sa distribution et de son absorbabilité pour des rayons primaires de différentes duretés.

La lame de charbon (épaisseur $0^{cm},94$; $8^{cm^2},9$ de surface) tourne au centre d'un limbe gradué ; l'électroscope est mobile autour du même axe, qui est aussi pour lui un axe de symétrie. Les rayons pénètrent dans la chambre d'ionisation à travers une feuille d'aluminium. Il est nécessaire de faire un certain nombre de corrections dues à la polarisation du faisceau primaire, à l'angle sous-tendu par le radiateur sur la fenêtre de l'èlectroscope, etc... D'autre part, M. Pealing a mesuré l'absorption au moyen d'un dispositif à trois électroscopes.

Quand on emploie les portions dures d'un faisceau primaire pénétrant, les rapports des intensités $\frac{I_{150°}}{I_{90°}}$, $\frac{I_{40°}}{I_{90°}}$ augmentent tous les deux ; avec des faisceaux très durs, ils diminuent. Le premier rapport est petit et le second est grand pour les portions dures du faisceau secondaire. La radiation envoyée en avant est plus considérable que celle envoyée dans une direction opposée à celle du faisceau incident.

L'auteur explique ces résultats en admettant que, lorsque le faisceau primaire est doux, le faisceau secondaire consiste en une radiation diffusée et une « extra-radiation » plus douce que les rayons primaires ; la proportion d'extra-radiation serait la plus grande en avant. Pour un faisceau primaire dur, la proportion d'extra-radiation serait plus grande, et il y aurait aussi des rayons fluorescents durs du carbone. Les vues sont confirmées par l'étude de l'absorption.

L'extra-radiation serait, d'après Crowther (1), produite par la radiation corpusculaire du carbone.

A. RIGHI. — Sur les rayons magnétiques dans différents gaz. — P. 804.

Observations sur le travail de MM. More et Rieman (2). Elles portent principalement sur l'absence de « colonne induite », remarquée par ces auteurs dans certains gaz. M. Righi fait remarquer d'abord que la production des rayons magnétiques dépend d'un grand nombre de facteurs; comme MM. More et Rieman n'ont pas donné de valeurs numériques, une discussion précise est difficile. Il faudrait d'abord vérifier si, dans les divers gaz expérimentés, on retrouve l'intermittence de la décharge due au champ magnétique; elle est en effet en relation étroite avec l'existence de l'anode virtuelle. De plus, la nature du gaz peut, d'après la théorie même de M. Righi, influer sur le phénomène; les ions positifs ne sont pas les mêmes que dans l'air, la vitesse moyenne des électrons peut, dans chaque cas étudié, être différente; la probabilité de la formation d'un système ion-électron, sa stabilité, l'action du champ magnétique ne seront pas les mêmes. Il peut même y avoir disparition des systèmes planétaires par neutralisation.

La théorie doit donc être complétée dans cette voie.

E.-N. DA C. ANDRADE. — Sur le rôle des vapeurs métalliques dans les flammes (lettre). — P. 809.

Un travail de Tufts dans la *Physikalische Zeitschrift* contient une expérience analogue à celle dont le projet se trouve dans une récente publication de l'auteur (3); le résultat confirme les vues du professeur Lenard et de M. da Andrade; la luminosité est liée à la présence d'atomes métalliques libres et des électrons qui en émanent. Dans les expériences plus anciennes où les électrodes touchent la flamme, il y a ionisation superficielle, due probablement au choc des molécules de chlore contre les électrodes de platine.

(1) Crowther, *Proc. Phil. Soc. Camb.*, p. 534-559; 1912; — et Whiddington, *ibid.*, p. 329; 1911.

(2) *Phil. Mag.*, t. XXIV., p. 307; 1912; — et *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 851; 1912.

(3) Da Andrade, *Phil. Mag.*, t. XXIV, p. 15; 1912; — et *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 773; 1912.

H.-A. WILSON. — Sur la diffusion des sels alcalins dans les flammes. P. 902.

Reconnaissance de la priorité de M. Becker [1] ; l'auteur attribue d'ailleurs peu de précision à toute méthode où s'introduit le coefficient de viscosité des flammes.

La température plus basse de celles de M. Becker suffit probablement à expliquer la différence entre ses résultats et ceux de M. Wilson.

A. Grumbach.

Herbert-E. IVES. — Etudes sur la photométrie des lumières de différentes couleurs. IV. L'addition des luminosités pour des couleurs différentes. — P. 845-853.

L'auteur montre que la méthode du photomètre à éclipses permet de mesurer les éclats de sources de couleur différentes conformément aux axiomes géométriques de l'égalité et de l'addition. C'est d'ailleurs la seule méthode qui jouisse de cette propriété.

Herbert-E. IVES. — Etudes sur la photométrie des lumières de différentes couleurs V. La courbe de luminosité spectrale pour l'œil moyen. — P. 853-860.

En réduisant les mesures faites par dix-huit observateurs au moyen du photomètre à éclipses, l'auteur a établi la courbe de luminosité spectrale relative à l'œil moyen. Elle correspond aux nombres suivants :

λ	L	λ	L	λ	L
0,48	0,154	54	977	60	635
49	235	55	1,000	61	509
50	363	56	0,990	62	387
51	596	57	948	63	272
52	794	58	875	64	175
53	912	59	763	65	104

E étant le coefficient de luminosité correspondant pour chaque longueur d'onde λ à la même quantité d'énergie.

F. Croze.

[1] *Phil. Mag.*, oct. 1912; — et *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 1030; 1912.

R.-D. KLEEMAN. — Sur l'effet de la couche de transition d'un liquide sur sa tension superficielle. — P. 876.

Supposons qu'on sépare une pellicule liquide en deux parties, soit A la nouvelle surface formée, W le travail de séparation, w le travail de formation des couches de transition liquide-vapeur, λ_1 la tension superficielle observée :

$$\lambda_1 = \frac{W - w}{A}.$$

L'expérience donne λ_1, la théorie développée par l'auteur donne W ; on peut donc calculer w.

Si λ_x est l'accroissement de tension superficielle dû à une molécule,

$$2\frac{d\lambda_x}{dx} = F_x,$$

où F_x est l'attraction de la couche superficielle sur la molécule.

En supposant que les molécules d'un liquide pur sont les points d'intersection de trois systèmes de plans parallèles équidistants, chacune étant perpendiculaire aux plans des autres systèmes [1], on trouve que :

$$\lambda_2 = \frac{1}{x^2}(\lambda_x + \lambda_{2x} + \lambda_{3x} + \ldots),$$

en négligeant la formation de la couche de transition.

Si k est l'attraction moléculaire constante,

$$\lambda_{nx} = \psi_1(nx, k);$$

si on admet que l'attraction entre deux molécules est donnée par une expression de la forme $\frac{k}{z^m}$, on trouve une expression que M. Kleeman développe en posant $m = 5$ [2] ; en négligeant les termes d'ordre supérieur au 4^e, la pression interne :

$$(1) \qquad P_n = \frac{0.876 \times 2}{x^2}\left\{\frac{d(\lambda_2 x^2)}{dx}\right\}_T.$$

(1) *Phil. Mag.*, avril 1911, p. 537-538 : — et *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 487 ; 1911.
(2) *Phil. Mag.*, mai 1911, p. 795 ; — et *Proc. Camb. Phil. Soc.*, XVI, [7], p. 586.

La chaleur interne d'évaporation :

$$L = U_1 - U_2.$$

U_1 et U_2 sont les énergies nécessaires pour séparer une molécule des autres dans le liquide ou sa vapeur saturée ; à de basses températures $L = U_1$.

Comme M. Kleeman déduit de (1) :

$$(2) \qquad 0{,}876 \times 6\lambda_2 = U m^{\frac{1}{3}} \rho^{\frac{2}{3}}$$

(m, masse spécifique moléculaire ; ρ, densité), on peut calculer le travail de formation de la couche de transition qui se trouve être à peu près indépendant de la température (oxyde d'éthyle, CCl^4, formiate de méthyle, benzène).

L'équation (2) est à comparer avec celle qu'a donnée Gibbs dans sa théorie de l'adsorption.

R.-S. WILLOWS. — Effet photoélectrique de certains composés. — P. 891.

A propos de la récente communication du Dr Hughes (1), l'auteur rappelle les expériences de M. Garrett et les siennes, qui ont montré que les sels halogénés de zinc émettent de grandes quantités d'ions des deux signes quand on les chauffe vers 300° (2). Le phénomène se produit à la température du laboratoire si les sels sont humides ; s'ils sont secs, il faut chauffer vers 360° au moins. Il serait intéressant de savoir si, dans les conditions où opère M. Hughes, on obtient un courant quand on renverse le champ accélérateur.

F. SODDY. — Sur les rayons secondaires γ engendrés par les rayons β du radium. P. 892.

MM. Soddy et Russel ont montré, en 1910 (3), que les rayons γ de l'uranium X, observés par eux en 1909, ne sont pas des rayons secondaires dus aux rayons β. Les coefficients d'absorption de M. Chadwick (4) n'ont donc pas de signification théorique.

---

(1) *Phil. Mag.*, septembre 1912 ; — et *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 930 ; 1912.
(2) *Phil. Mag.*, juin 1907.
(3) *Phil. Mag.*, 1909, t. XVIII, p. 620 ; *ibid.*, 1910, t. XIX, p. 728.
(4) *Phil. Mag.*, 1912, [6], XXIV, p. 594 ; — et *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 933 ; 1912.

E. RUTHERFORD. — Sur l'énergie des groupes de rayons β du radium. — P. 893.

L'auteur a calculé l'énergie de l'électron par la formule :

$$E = \frac{1}{2} m_0 c^2 \frac{\beta^2}{\sqrt{1-\beta^2}};$$

il en a déduit l'énergie des divers groupes de rayons β [1].

Sur une observation de M. Moseley, M. Rutherford a refait le calcul en tenant compte de la théorie de Lorentz-Einstein ; on a :

$$E = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right).$$

Quand β est voisin de l'unité, les deux formules donnent des nombres différents. On trouve encore une expression de la forme $pE_1 + qE_2$. Les énergies des lignes n° 1 à 8 (du radium B probablement) sont en progression arithmétique. Il est intéressant de comparer ces résultats avec ceux concernant la radiation caractéristique du radium C.

A. Grumbach.

NICHOLSON. — Sur la rotation uniforme, le principe de relativité et les expériences de Michelson-Morley. — P. 820-827.

On peut considérer de deux façons différentes le principe de relativité. On peut admettre avec Einstein, que c'est une loi générale valable dans le cas du mouvement de translation uniforme et embrassant en particulier la description des phénomènes électromagnétiques. Le principe, au contraire, peut être regardé, avec Larmor, comme le résultat d'une transformation analytique appliquée aux variables entrant dans les équations de la théorie électromagnétique. Dans le cas d'un mouvement uniforme, la correspondance entre la succession des événements par rapport à un système d'axes de référence mobiles et la succession des mêmes événements par rapport à un système d'axes fixes a été parfaitement établie et interprétée.

Mais, dans le cas du mouvement de rotation uniforme, la correspondance entre les deux points de vue est loin d'être aussi parfaite.

[1] *Phil. Mag.*, octobre 1912 ; — et *J. de Phys.*, 2e série, t. II, p. 1026 ; 1912.

Ehrenfest a été conduit à imaginer un mode de déformation bizarre des cercles concentriques à l'axe de rotation d'un disque en rotation uniforme. Stead et Donaldson ont supposé que la surface du disque ne restait pas plane ([1]). D'autres difficultés surgissent; si le disque est très grand et tourne très vite, certains points pourront être animés de vitesses linéaires supérieures à celles de la lumière, ce qui nécessite, si le principe de relativité s'applique, que le disque se contracte ou s'incurve.

La distinction essentielle entre le mouvement uniforme de translation et le mouvement uniforme de rotation est la présence, dans ce dernier cas, d'une accélération normale qui rend le principe de relativité sous sa forme ordinaire, incompatible avec les équations de l'électromagnétisme. Mais l'accélération normale étant proportionnelle au carré de la vitesse angulaire n'introduit que des effets du second ordre dans les équations vectorielles, et le principe de relativité peut s'appliquer en première approximation.

Nicholson examine les limites dans lesquelles on peut appliquer le principe de relativité au mouvement de rotation uniforme et en particulier à l'expérience de Michelson-Morley.

BARRY. — La détermination des indices des cristaux biréfrigents par les déplacements interférentiels. — P. 827-837.

Extrait d'un rapport à la Carnegie Institution à Washington, dans lequel l'auteur étudie en particulier les conditions optima à réaliser et discute l'approximation obtenue.

A. FERGUSON. — Sur la forme de la surface capillaire formée par le contact externe d'un liquide et d'un cylindre de grand rayon. — P. 837-845.

L'objet de ce mémoire est de trouver une valeur approximative de la première intégrale de l'équation différentielle de la surface formée lorsqu'un cylindre est enfoncé dans un liquide. L'auteur, dans un mémoire ultérieur, examinera la concordance des résultats théoriques et expérimentaux.

---

[1] Voir *J. de Phys.*, 5e série, t. I, p. 312; 1911.

LORD RAYLEIGH. — Remarques sur l'application aux problèmes physiques du théorème de Fourier. — P. 864-869.

Mémoire mathématique dans lequel lord Rayleigh applique le théorème de Fourier à un problème de propagation d'ondes dans un milieu non uniforme et cherche à préciser certains détails de la théorie.

T. XXV, 1913.

L. RAYLEIGH. — La correction de la longueur due à l'action des extrémités des conducteurs dans les problèmes électriques. — P. 1-9.

Dans un mémoire de 1904, lord Rayleigh avait montré que la différence entre la demi-longueur d'onde de la vibration fondamentale et la longueur l du conducteur de section uniforme disparaissait quand la section est de plus en plus faible, contrairement à la théorie de Macdonald qui arrive à la conclusion $\lambda = 2{,}53l$. Ne considérant pas les raisons qu'il avait données comme suffisamment concluantes, lord Rayleigh reprend le problème dans le mémoire actuel.

N. BOHR. — Sur la théorie de la diminution de vitesse des particules électriques en mouvement traversant la matière. — P. 10-31.

Quand des rayons cathodiques ou des rayons α ou β pénètrent dans une substance matérielle, leur vitesse diminue. J.-J. Thomson proposa le premier une théorie de ce phénomène, dans laquelle il admet que la diminution de vitesse est due au choc des rayons contre les électrons contenus dans l'atome matériel.

G. Darwin a élaboré récemment une théorie de l'absorption et de la diffusion des rayons α par la matière basée sur les conceptions de la constitution de l'atome de Rutherford. Il suppose que l'atome est formé d'un groupe d'électrons réunis ensemble par la force attractive d'un noyau possédant une charge positive égale à la somme des charges négatives des électrons. D'après cette conception, une particule α est simplement le noyau d'un atome d'hélium.

L'auteur établit une théorie de la diminution de vitesse des particules électrisées traversant la matière telle que le taux de variation dépend de la fréquence des vibrations des électrons dans l'atome

absorbant. Il montre que l'absorption des rayons α par les éléments les plus légers peut être calculée si l'on connaît le nombre des électrons dans l'atome et leurs fréquences et que les résultats obtenus concordent avec l'expérience. Il rend compte aussi de la relation entre la vitesse des rayons et l'épaisseur de matière traversée. Enfin, adoptant la théorie de Rutherford, il conclut de l'absorption des rayons α que l'atome d'hydrogène contient seulement un électron en dehors du noyau positif, et que l'atome d'hélium en contient deux.

J. DALTON. — Note sur l'énergétique de la balance d'induction. — P. 56-60.

Dans le problème général de la balance d'induction (pont de Wheatstone) dans laquelle chaque bras comporte des résistances, des selfs et des capacités, le régime permanent est régi par la relation ordinaire de Wheatstone entre les résistances. L'auteur estime qu'une simplification notable dans l'étude du régime variable est obtenue en shuntant le condensateur par une fraction seulement de la résistance.

EDGEWORTH. — Preuve de la distribution des vitesses dans le chaos moléculaire. P. 106-109.

Les démonstrations de la loi de Maxwell nécessitent l'emploi de l'axiome fondamental du calcul des probabilités : la stabilité d'une moyenne par rapport à ses composants. Mais les théories supérieures du calcul des probabilités qui envisagent des fluctuations par rapport à la moyenne ne semblent pas avoir été complètement utilisées. L'auteur les applique à la distribution des vitesses dans le chaos moléculaire.

SWANN. — Note sur la conduction de la chaleur dans un tuyau parcouru par un gaz, et son importance dans la mesure des chaleurs spécifiques des gaz. — P. 109-115.

Dans ce mémoire, l'auteur étudie l'influence de la longueur, de l'épaisseur, de la nature, etc., des tubes dans lesquels passe un gaz chaud sur la quantité de chaleur rayonnée en vue d'expliquer les divergences de ses nombres et de ceux de Regnault.

WILLIAMS. — Sur la détermination du coefficient de Poisson. — P. 886-891.

L'objet de ce mémoire est la détermination du coefficient de Poisson d'une barre d'acier d'après les observations de la déformation d'une section droite. Une première série d'expériences montra que la méthode directe de mesure de la distorsion, c'est-à-dire l'observation de l'angle de deux miroirs verticaux attachés aux deux extrémités de la barre, ne donnait pas des résultats comparables entre eux.

En employant une méthode plus sensible, celle du miroir bifilaire de Kelvin, l'auteur obtint la valeur 0,2922 à 0,5 0/0 près.

H. VIGNERON.

S.-J. PLIMPTON. — Sur la recombinaison des ions produits par les rayons de Röntgen. — P. 65.

La méthode employée est la suivante : on ionise le gaz aussi uniformément que possible entre deux électrodes planes parallèles au moyen d'un faisceau instantané de rayons de Röntgen, et on laisse la recombinaison se produire pendant un temps déterminé mécaniquement (pendule à contacts) ; on amène ensuite les ions sur les électrodes au moyen d'un champ instantané intense. Dans l'équation :

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t, \tag{1}$$

on a des valeurs de n correspondant à diverses valeurs de t ; on peut ainsi déterminer α pour diverses pressions.

Les expériences préliminaires, où on enlève les écrans de plomb qui empêchent le faisceau de tomber sur les électrodes, mettent bien en évidence l'influence de la pression d'une part sur l'émission corpusculaire, de l'autre sur l'ionisation.

Pour s'affranchir de la condition initiale, on n'emploie pas l'équation (1), mais l'équation dérivée :

$$\alpha = \frac{d\left(\frac{1}{n}\right)}{dt};$$

On trace les courbes $\frac{1}{n} = f(t)$; α est déterminé graphiquement.

Le coefficient de recombinaison diminue avec le temps et d'abord rapidement, puis lentement, et devient sensiblement constant. De plus il diminue quand on réduit la pression. La variation de α semble en relation avec la diffusion; on le voit en comparant les différents gaz employés. Les valeurs initiales correspondraient à une distribution non uniforme de l'ionisation qui tendrait à s'uniformiser avec le temps. Résultats numériques [air, CO^2, SO^2, C^2H^5I, C^2H^5Cl, C^2H^5Br, $(C^2H^5)^2O$].

J. ROBINSON. — Les propriétés photoélectriques de minces pellicules de platine (2e partie) (1). — P. 115.

L'auteur, continuant ses recherches, a constaté que le rapport $\frac{E}{I}$ du courant émergent au courant incident et le rapport des mobilités correspondantes passent par l'unité pour la même épaisseur de platine déposée sur une lame de quartz. Il a constaté, en second lieu, que les courants E et I subissent un accroissement brusque pour une certaine épaisseur qui serait de 10^{-7} centimètres (2) et décroissent ensuite.

Pour des épaisseurs inférieures à 10^{-7} centimètres, le rapport $\frac{E}{I}$ est sensiblement constant, égal à 1,26, ce qui est en désaccord avec les expériences de Stuhlmann (3) (1,14).

M. Robinson a comparé les résultats qu'on obtient avec la lampe à mercure en quartz et avec l'étincelle entre pointes de laiton; on obtient dans le second cas des électrons plus rapides, et la dissymétrie est alors très marquée.

L'auteur propose d'expliquer ce dernier phénomène par la production d'électrons « secondaires » par collision des électrons primaires avec les molécules de platine, l'épaisseur du métal étant supérieure au libre parcours moyen des électrons, estimé précisément par Paterson à 10^{-7} centimètres. Hughes (4) a donné la relation linéaire sui-

(1) Voir *Phil. Mag.*, avril 1912, p. 542 ; — et *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 515 ; 1912.

(2) La mesure d'épaisseur est basée sur les résultats de Paterson (PATERSON, *Phil. Mag.*, IV, p. 652; 1902).

(3) *Phil. Mag.*, août 1910, p. 331.

(4) HUGHES, *Phil. Trans.*, A, vol. CCXII, p. 205; 1912.

vante entre la mobilité V mesurée en volts et la fréquence N de la radiation excitatrice :

$$V = kN - V_0$$

(k, V_0, constantes spécifiques du corps ionisé) ; une application à ce phénomène est possible.

L'orientation du plan de polarisation n'a pas d'influence sur la dissymétrie.

A. GRUMBACH.

P.-F. WARD. — Vibrations transversales d'une tige de section droite variable. P. 85-106.

Ce mémoire est relatif à la généralisation de certains résultats obtenus par Kirchhoff dans son étude sur les vibrations d'une tige de section variable. On suppose ici que les sections droites sont petites, que les centres de gravité sont en ligne droite et enfin que les axes principaux sont parallèles.

La section de la tige étant un rectangle, et les oscillations ayant lieu parallèlement à l'un des axes principaux, l'auteur montre qu'il existe une relation approchée entre la position des nœuds, les points d'inflexion de la tige et les racines d'une certaine fonction de Bessel; l'approximation étant d'autant plus grande que les points en question sont plus voisins de l'extrémité effilée de la tige.

A.-H. GIBSON. — Stabilité de l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible. P. 81-84.

Dans ce mémoire purement mathématique, l'auteur retrouve les résultats obtenus expérimentalement par Osborne Reynolds sur les conditions qui stabilisent l'écoulement d'un fluide visqueux incompressible.

PH.-H. LING. — Sur une certaine intégrale du problème des trois corps. P. 157-163.

Le mouvement de trois corps sous l'action de leurs attractions mutuelles ne peut pas être déterminé complètement. Certaines com-

binaisons des équations différentielles du mouvement peuvent être intégrées; mais le nombre n'en est pas suffisant pour résoudre le problème, et il a été démontré par Bruns et Painlevé qu'il n'existait pas d'autres intégrales.

L'auteur donne la démonstration du théorème de Poincaré relatif au problème des trois corps lorsque le mouvement n'est pas plan, et il conclut qu'il existe probablement dans ce cas une seconde intégrale représentable par une série trigonométrique convergente.

L. SILBERSTEIN. — Second mémoire sur l'application de la théorie des quaternions au principe de relativité. — P. 135-144.

Exposé des diverses formes que prend une formule établie dans un premier mémoire [1].

RICHARD-R. TOLMAN. — Mécanique non newtonienne. Équations de transformation. — P. 150-157.

L'auteur montre que les équations de transformation de Einstein et les principes de la mécanique non newtonienne conduisent à un certain nombre de nouvelles équations pour l'accélération, la masse et le taux de variation de ces quantités. Les équations auxquelles on parvient ainsi sont celles utilisées par Planck. En combinant les résultats obtenus avec la loi de Coulomb, on peut déterminer l'action qu'une charge électrique animée d'un mouvement uniforme exerce sur une autre charge électrique fixe. Si on utilise la loi de Newton, on calcule de même l'action de gravité exercée par une particule fixe sur une particule en mouvement uniforme.

S.-A. SHORTER. — Sur l'application de la théorie du potentiel chimique à la théorie thermodynamique des solutions. Action de la pesanteur sur une solution. Potentiel d'un corps dissous. Extension de la théorie. — P. 31-42.

Ces considérations purement théoriques font suite à deux mémoires antérieurs [2].

---

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 664; 1912.
(2) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 63 et 486; 1912.

L'auteur, partant d'un théorème de Gibbs [1], établit d'une manière relativement simple des formules données par Duhem [2].

HENRY MORPHY. — Influence de la pression sur le frottement superficiel de la glace. — P. 133-135.

Sur un plan de glace maintenu à température constante (— 5°,6) peut glisser un petit traîneau muni de deux patins en aluminium. La charge portée par le traîneau varie d'une expérience à l'autre. On détermine l'angle dont il faut soulever le plan pour que le traîneau se mette en mouvement.

Il résulte de ces expériences que :

1° Le coefficient de frottement de la glace à température constante a *deux* valeurs suivant la valeur de la pression;

2° Pour les petites pressions jusqu'à une certaine valeur bien définie, ce coefficient est 0,36 ± 0,01;

3° Pour les pressions plus grandes, sa valeur est 0,17 ± 0,1.

AUBERT.

O.-W. RICHARDSON. — La dissymétrie de l'émission des rayons secondaires. P. 144-150.

L'auteur explique à partir de la théorie de Planck le fait que l'émission de rayons secondaires est plus abondante du côté opposé de la lame sur laquelle tombent les radiations excitatrices.

GEORGE-W. TODD. — Nouvelles expériences sur la mobilité des ions positifs aux basses pressions. — P. 163-171.

L'auteur a étudié l'influence, sur la mobilité des ions positifs à basse pression, des variations de la fréquence du courant alternatif produisant le champ électrique mis en jeu.

La mobilité croît lorsque la fréquence dépasse une certaine valeur, et cette valeur est d'autant plus faible que la pression du gaz est plus basse.

---

(1) *Collected Works*, vol. I, p. 144.
(2) *J. de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 391; 1888; — et *Mécanique chimique*, vol. III, p. 133.

D.-C.-H. FLORANCE. — Étude de l'ionisation produite par les rayons β et γ aux hautes pressions. — P. 172-183.

L'auteur a obtenu les résultats suivants :

1° Le coefficient d'absorption apparent des rayons β de l'uranium X dans l'air, étant de 0,04 par centimètre, peut être réduit à 0,07 ;

2° Les rayons β *émergents* produits par les rayons γ du radium C ont un coefficient d'absorption de 0,046 par centimètre d'air, tandis que les rayons β incidents ont un coefficient d'absorption égal à 0,036 ;

3° Les rayons β semblent indépendants de la matière constitutive des plaques employées ;

4° Quand les plaques de la chambre d'ionisation sont distantes de 1 centimètre, l'ionisation du gaz due aux rayons γ est négligeable à la pression atmosphérique ; à la pression de 80 atmosphères, elle est égale à 100 environ de l'ionisation totale.

E. NARSDEN et H. RICHARDSON. — Diminution de vitesse des particules α dans les métaux. — P. 184-193.

Les auteurs ont étudié la diminution de la vitesse des particules α qui traversent des lames minces d'or ou d'argent.

Un mémoire ultérieur contiendra la suite de leurs expériences avec leurs conclusions.

J. CHADWICK. — L'excitation des rayons γ par les rayons α. — P. 193-197.

L'auteur montre que des rayons γ peuvent être produits sous l'influence des rayons α.

F. Croze.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXIX, n°s 15 et 16, et t. XL, n° 2, 1913.

E. WATZMANN. — Méthode interférentielle pour la recherche des défauts des systèmes optiques. — P. 1042-1052.

L'auteur décrit un système optique constitué par une lentille, un miroir plan disposé perpendiculairement à l'axe optique de cette lentille et à une petite distance de son foyer, et une plaque de verre à faces parallèles inclinée sur le même axe. Si on fait tomber un faisceau lumineux sur la plaque, ce faisceau, après réflexion sur les deux faces de la plaque traverse la lentille, puis revient sur lui-même après réflexion sur le miroir plan. On obtient ainsi un système de franges d'interférences analogue à celui que l'on a avec l'appareil de Jamin.

Ce système de franges dépend des qualités optiques de la lentille et peut par conséquent servir à les examiner. Il est d'ailleurs difficile d'aboutir à des indications quantitatives.

F. Croze.

Félix JENTZSCH. — Étude sur l'émission et la diffusion par réflexion. P. 997-1041.

Nous voyons les objets soit parce qu'ils émettent de la lumière, soit parce qu'ils la réfléchissent ou la diffusent. Une surface serait parfaitement réfléchissante si elle renvoyait uniquement la lumière dans la direction de la réflexion régulière, elle serait parfaitement « mate » si l'intensité de la lumière renvoyée était indépendante de l'azimut. La lumière émise par un corps ne provient pas seulement de sa surface extérieure ; de même, c'est l'absorption de la lumière à l'intérieur du corps réfléchissant qui produit la diffusion de première espèce. D'autre part, les surfaces réfléchissantes ne sont pas des surfaces continues, leurs éléments sont orientés dans toutes les directions et la réflexion régulière sur ces petits miroirs produit une diffusion de seconde espèce.

L'auteur étudie un certain nombre de questions se rapportant à l'émission et à la diffusion : loi de Beer Lambert, son application

aux objets non lumineux par eux-mêmes ; loi d'émission de Lommel elle conduit comme lois limites soit à la loi de Lambert (grande épaisseur, forte absorption, émission rasante), soit à celle d'Euler (faible épaisseur, faible absorption). — Il montre l'influence de la réfraction sur la répartition de l'intensité émise dans les diverses directions. Dans le cas de la diffusion, il généralise la formule de Seeliger, en établit une nouvelle pour une source à distance finie, la généralise en tenant compte des réflexions internes et finit par conclure que le problème est si complexe qu'une théorie unique ne parviendra sans doute jamais à le résoudre.

A. HARNACK. — Théorie du miroir mobile. — P. 1053-1058.

L'auteur établit par des considérations simples, purement géométriques et cinématiques, des formules donnant la direction et la fréquence de la lumière réfléchie par un miroir animé d'un mouvement uniforme.

H. MERCZYNG. — Sur la théorie de la dispersion électrique anomale. P. 1059-1069.

L'auteur s'est demandé si la dispersion anomale dans le spectre électrique de différents liquides (glycérine, alcool éthylique, eau) pouvait s'expliquer par l'existence d'une seule bande d'absorption. Les résultats numériques montrent qu'il faut en supposer au moins deux.

P. Job.

E. v. d. PAHLEN. — Sur les phénomènes d'interférences dans les lames en forme de coin. — P. 1567-1589.

L'auteur développe la théorie des interférences produites par les lames en forme de coin et en vérifie expérimentalement les conséquences.

Si un faisceau de rayons parallèles ou à peu près parallèles tombe avec une incidence φ sur une lame en coin d'angle très petit ε et d'épaisseur moyenne D, les plans d'incidence des rayons étant perpendiculaires à l'arête du coin, on obtient soit en lumière réfléchie,

soit en lumière transmise, des franges d'interférence, dont la distance E au centre de la première face de la lame est donnée par la formule :

$$E = \frac{D}{\varepsilon} \frac{\sin\varphi \cos^2\varphi}{n^2 - \sin^2\varphi},$$

n étant l'indice de réfraction de la substance de la lame.

Ces franges sont parallèles à l'arête et se trouvent dans un plan passant par l'arête et faisant avec la première face de la lame un angle α donné par l'expression :

$$\operatorname{tang}\alpha = \frac{\sin\varphi \cos^3\varphi}{n^2 - 1 + \cos^4\varphi}.$$

Si le faisceau incident s'avance vers l'arête, ce plan se trouve par rapport à la première face de la lame du même côté que la source pour la lumière réfléchie et du côté opposé pour la lumière transmise ; dans les deux cas, les franges sont réelles. Si, au contraire, le faisceau incident va en s'écartant de l'arête, les deux plans se trouvent par rapport à la première face de la lame du côté opposé aux rayons interférents, de sorte que le phénomène d'interférence est virtuel.

Dans ces plans d'interférence, la distance h de deux franges consécutives est :

$$h = \frac{\lambda}{\varepsilon} \frac{1}{2\sqrt{n^2 - \sin^2\varphi}} \cdot \frac{\cos\varphi}{\cos(\varphi - \alpha)};$$

et sa projection s sur un plan normal à la direction d'observation :

$$s = \frac{\lambda}{2\varepsilon} \frac{\cos\varphi}{\sqrt{n^2 - \sin^2\varphi}}.$$

Les différences de marche des rayons consécutifs qui produisent ces franges, sont toutes égales pour chaque frange et sont données par l'expression :

$$\Delta_{i-1} = \left(\frac{D}{\lambda} + \frac{x}{\lambda} \cdot \varepsilon\right) \cdot 2\sqrt{n^2 - \sin\varphi} \cdot \frac{\cos(\varphi - \alpha)}{\cos\varphi \cos\alpha},$$

i, $i - 1$, désignant le nombre de réflexions subies par les rayons, x étant la distance du centre de la première face de la lame au point

où la perpendiculaire abaissée du centre de la frange sur cette face la rencontre.

Outre le système de franges précédemment décrit, on en rencontre d'autres, en suivant la direction des rayons transmis ou celle des rayons réfléchis. Leurs distances e au système précédent sont :

$$e_p = \frac{\lambda}{2\varepsilon^2} \cdot \frac{\sin \alpha}{\sin \varphi \cos (\varphi - \alpha)} \cdot p,$$

p prenant la série des valeurs $\pm 0, \frac{1}{2}, 1, 1\frac{1}{2}, 2, \ldots\ldots$

Ces franges se produisent dans des plans qui font tous le même angle α avec la première face de la lame, et leurs distances h ou s sont les mêmes que dans le premier système. Par contre, les différences de marche des divers couples de rayons consécutifs, qui produisent une même frange, ne sont plus égales entre elles, mais forment une progression arithmétique de raison $2p$.

H. SIEDENTOPF. — Sur les condensateurs à miroir bisphérique en ultramicroscopie. — P. 1175-1184.

L'auteur montre que les propriétés focales des condensateurs bisphériques à miroir sont suffisamment adaptées aux besoins de l'ultramicroscopie.

FRANZ KOLÁČEK. — Théorie de la lame à interférences de Lummer. — P. 1431-1430.

L'auteur développe la théorie complète des phénomènes d'interférences qui se produisent avec les lames à faces parallèles de Lummer et Gehrcke.

Il trouve, en particulier, que le pouvoir de résolution de la lame dépend de l'angle entre la direction de celle-ci et l'axe optique de la lunette d'observation. Dans les lames minces, le pouvoir de résolution décroît très vite, même pour une faible variation de cet angle. Il détermine la place des maxima secondaires, dont la présence pourrait amener à attribuer aux raies étudiées des satellites, qui n'existent pas en réalité.

WILHELM SCHMIDT. — Un très simple régulateur de flamme. — P. 1609-1611.

L'auteur décrit un très simple régulateur de flamme qui peut s'adapter facilement aux conduites de gaz d'éclairage. Il est constitué essentiellement par un bec intermédiaire situé à un niveau plus bas que le bec d'utilisation.

J. STARK. — Remarques sur un mémoire de M. Paschen, relatif au système des séries dans les spectres du zinc, du cadmium et du mercure. — P. 1612-1616.

1° Paschen a associé dans une même série de combinaison la raie du mercure 2536,72 aux raies 4078,05, 2857,07 et 2564,14.

L'auteur fait remarquer que la raie 2536,72 se comporte autrement que la raie 4078,05 au point de vue de l'intensité dans les diverses manières de produire le spectre du mercure, du phénomène de Zeeman et des phénomènes de renversement. Ces deux raies ne se rencontrent pas toujours en même temps dans le spectre du mercure ; elles n'ont pas la même structure et ne présentent pas dans les rayons-canaux le phénomène Doppler au même degré. Il en conclut que ces deux raies ne doivent pas être associées dans la même série et il ajoute que la raie 2536,72 doit être associée à la raie 1849,6 pour des raisons du même ordre que celles qui la font séparer de 4078,05.

2° Paschen considère comme correspondantes les raies Zn 2138, Cd 2288 et Hg 1849.

L'auteur fait observer que dans une colonne verticale du système périodique des éléments, la longueur d'onde des raies homologues croît en même temps que le poids atomique. Il en conclut que l'association de raies proposée par Paschen est inexacte, et il propose le système des raies Zn 2138, Cd 2288 et Hg 2536, qui, au point de vue de l'intensité, de l'élargissement et du renversement, se comportent de la même façon dans le tube, dans l'arc et dans l'étincelle ;

3° Paschen considère les doublets Zn 2062-2025 et Cd 2265-2144 comme les termes d'une série principale.

L'auteur fait remarquer que dans chacun de ces doublets la première raie est plus intense que l'autre et que c'est le contraire qui est la règle dans tous les cas connus de séries principales. Il pense que ces doublets appartiennent à des deuxièmes séries secondaires.

F. CROZE.

ANTONIO GARBASSO. — Propagation de la lumière dans les milieux stratifiés. P. 1074-1107.

L'auteur, partant du théorème de Fermat, commence par donner une théorie de la propagation dans les milieux formés de couches homogènes. Puis il étudie le mirage, reprend les expériences de Wollaston et en confronte les résultats avec les conclusions de sa théorie.

Le phénomène de Vince (trois images superposées, celle du milieu renversée) est reproduit en faisant passer un rayon lumineux dans une cuve où de l'alcool éthylique se diffuse dans du sulfure de carbone. La variation de l'indice n avec le temps t et l'épaisseur x est donnée par l'équation de Fourier :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = k^2 \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}.$$

On en déduit, en première approximation, au bout d'un certain temps :

$$n = a + b \cos \frac{\pi}{10} x.$$

C'est cette valeur de l'indice que l'auteur substitue dans l'équation :

$$y - \alpha' = \pm \int \frac{\alpha}{\sqrt{n^2 - \alpha^2}}\, dx,$$

qui donne la trajectoire des rayons lumineux dans la cuve. L'auteur photographie cette courbe.

Il y a accord complet avec la théorie, qui est d'ailleurs très voisine de celle donnée par Tait :

$$n^2 = a^2 + b^2 \cos x.$$

L'auteur a également fait des expériences en employant la diffusion d'électrolytes dans la gélatine et a pu démontrer qu'il doit bien se former trois images.

Le mirage observé par Parnell (cinq images) a pu être reproduit par la diffusion du sulfure de carbone dans un mélange d'alcool et de chloroforme.

Enfin le mirage observé par Monge est dû à des variations de température. La variation de l'indice est donnée par la formule :

$$n = n_0 + \frac{2N}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2R\sqrt{t}}} e^{-z^2} dz.$$

Des expériences par diffusion du chlorure de zinc dans la gélatine ont vérifié cette théorie, qui aboutit d'ailleurs à une formule peu différente de celle de Biot :

$$n^2 = n_0^2 + ax.$$

L'auteur étudie ensuite la forme des surfaces d'onde dans le phénomène de Monge et rappelle enfin qu'il a publié (*Att. d. Rac. del Sc. d. Torino*, 45, p. 159 ; 1908) une étude sur la propagation dans un milieu hétérogène et anisotrope. Le principe de Fermat s'applique encore dans ce cas, le plus général de tous.

Emile TERLANDAY. — Production d'un phénomène analogue à la double réfraction par l'empilement de lamelles de verre. — P. 1207-1229.

Lorsqu'on fait tomber un faisceau lumineux sur une pile de petites lames de verre inclinées sur la direction du faisceau, on obtient trois images, l'une non polarisée, les deux autres partiellement polarisées dans des directions rectangulaires. La netteté de ces images, leur intensité et leurs positions respectives varient avec l'angle d'incidence ; le phénomène est d'ailleurs facile à étudier par le calcul. Il rappelle d'assez près la double réfraction cristalline. S'il en diffère, c'est que, d'une part la structure des cristaux est beaucoup plus fine, d'autre part, les cristaux ont une structure lamellaire dans différentes directions.

L'auteur est donc amené à étudier ce qui se passe lorsque l'épaisseur des lamelles varie, ou qu'elles sont inclinées les unes sur les autres. Il termine par des considérations sur les vides existant à l'intérieur des cristaux et montre leur influence sur la nature de la double réfraction.

W. VOIGT. — Émission et absorption par les corps formés de couches homogènes variant d'une manière continue. — P. 1381-1407.

Les corps les plus intéressants au point de vue de l'absorption et de l'émission sont hétérogènes (flammes, gaz traversés par une décharge). Le cas le plus simple à étudier théoriquement est celui où ils sont formés de couches planes homogènes. L'auteur a étudié précédemment (*Gött. Nachr.*, 1911, p. 71) l'émission dans une direction normale à ces couches. Il se propose maintenant de l'étudier dans une direction oblique, en négligeant les phénomènes de réflexion intérieure.

Il établit les équations relatives à l'émission d'une couche élémentaire dans le vide, puis dans un milieu absorbant de même nature que la couche considérée. Il passe enfin à l'émission par des couches successives variant d'une manière continue.

En passant, il montre qu'un plan noir envoie dans une direction oblique, dans un milieu absorbant, un rayon en partie polarisé normalement à ce plan. Une couche mince, nettement limitée des deux côtés, envoie obliquement dans le vide un rayonnement partiellement polarisé normalement ou parallèlement à la couche, selon que la quantité $n^4 (1 + k^2)^2$ est inférieure ou supérieure à l'unité. Si le milieu ambiant est de même nature que la couche, la polarisation est plus faible. Enfin, pour qu'un renversement du spectre de lignes se produise spontanément, il faut que la température soit variable à l'intérieur de la source; une densité variable ne suffit pas à produire ce phénomène.

W. STEUBING. — Influence des gaz étrangers et de la pression sur l'apparition du premier spectre de bandes ultraviolet de l'oxygène. — P. 1408-1430.

On connaît depuis longtemps l'existence de ce spectre ultraviolet qu'on désigne à tort, d'habitude, sous le nom de « bandes de la vapeur d'eau ». On l'obtient avec une grande intensité dans des conditions où le reste du spectre de l'oxygène est invisible. L'auteur s'est proposé de rechercher l'origine exacte de ce spectre. A cet effet, et en s'attachant à n'opérer que sur des gaz très purs, il a fait des expériences sous la pression atmosphérique et sous pression réduite

avec l'oxygène pur, l'azote pur, l'air sec, l'hydrogène et le gaz carbonique pur. Voici ses conclusions :

Dans les gaz secs, qui ne contiennent ni oxygène libre, ni oxygène combiné, le spectre de bandes ultra-violet, qui n'a rien à faire avec la vapeur d'eau, n'apparaît ni à la pression atmosphérique, ni sous une pression plus faible.

Il apparaît, très intense, dans l'oxygène pur, parfaitement sec, s'il n'y a ni hydrogène, ni carbure d'hydrogène entrant en réaction avec lui.

Il apparaît également dans les autres gaz contenant de l'oxygène libre ou combiné, mais son intensité dépend alors de la sensibilité spectrale du gaz et de la pression qu'il supporte.

Oskar RICHTER. — Influence des électrons libres sur la chaleur spécifique des métaux et des alliages. — P. 1590-1608.

L'auteur rappelle le rôle que jouent les électrons libres dans la conductibilité électrique et la conductibilité calorifique. On peut, en général, calculer les constantes relatives aux alliages par la règle des mélanges ; dans le cas des alliages bismuth-étain et bismuth-plomb, les conductibilités électriques et calorifiques sont beaucoup plus petites que les valeurs ainsi calculées. On explique ce fait par une diminution du nombre des électrons libres ou de leur mobilité.

Si les électrons libres ont une influence sur la chaleur spécifique des alliages, les alliages bismuth-étain et bismuth-plomb doivent présenter, pour les chaleurs spécifiques, des anomalies correspondant aux anomalies des conductibilités. Les expériences de l'auteur montrent qu'il n'en est pas ainsi. Donc les électrons libres jouent, au moins dans les alliages étudiés, un rôle insignifiant au point de vue de la chaleur spécifique.

Ce fait peut s'expliquer, soit parce qu'ils sont très peu nombreux par rapport aux atomes, soit parce que leur libre parcours est extrêmement réduit.

F. RICHARZ. — Mes considérations sur la loi de Dulong et Petit et celles d'Einstein. — P. 1617 et 1624.

L'auteur rappelle qu'il a établi une théorie de la loi de Dulong et Petit indépendante de toute hypothèse sur le mécanisme des échanges

d'énergie cinétique entre les atomes. L'hypothèse électromagnétique d'Einstein, pour expliquer ces échanges, est manifestement insuffisante. L'auteur rappelle qu'il a parlé précédemment de l'influence des électrons libres (cas du K, Na, Li) et de la formation de complexes d'atomes. Ses considérations subsistent donc à côté de celles d'Einstein et constituent encore les principes d'une théorie de la loi de Dulong et Petit. P. Jos.

Egon ALBERTI. — Nouvelle mesure du rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons cathodiques d'origine photoélectrique. — P. 1133-1165.

Les déterminations de $\frac{e}{m}$ ont été faites généralement avec des rayons cathodiques ou des rayons de Wehnelt.

Lénard et J.-J. Thomson avaient étudié, sans faire de mesures précises, le rapport $\frac{e}{m}$ pour les électrons émis par une lame éclairée par des rayons ultra-violets.

L'emploi des rayons photoélectriques a, sur les autres méthodes, l'avantage qu'on peut opérer sur des rayons très homogènes et dans un vide élevé. Par contre il possède l'inconvénient de donner un courant relativement faible en électrons, tel qu'on doive atteindre des vitesses élevées pour avoir une tache de phosphorescence nette. Il s'ensuit que le rayon de courbure sous l'action du champ magnétique est très grand, et que le champ magnétique doit être homogène dans une grande étendue.

L'auteur trouve, comme moyenne de 129 observations pour $\frac{e}{m}$ la valeur $1{,}756.10^7$, qui concorde bien avec les valeurs trouvées, à l'aide d'autres méthodes, par Classen, Bucherer, Wolz, Malassez, Bestelmeyer. Jules Roux.

T. XL, 1913.

K. FÖRSTERLING et V. FRÉEDERICKSZ. — Constantes optiques de quelques métaux dans l'infra-rouge. — P. 202-232.

Les auteurs se sont proposé d'étudier les constantes optiques de quelques métaux entre les longueurs d'onde 2,5 et 5 μ. Pour mesurer

l'incidence principale et l'azimuth principal, ils se servent comme analyseur de deux miroirs de sélénium dont les plans de polarisation sont rectangulaires. Une moitié du faisceau lumineux tombe sur chacun de ces miroirs, puis sur une branche du pont d'un bolomètre. Pour avoir l'angle d'incidence principal, il suffit de placer les plans de polarisation de l'analyseur à 45° du plan d'incidence, puis de faire varier l'angle d'incidence jusqu'à ce que les deux bolomètres reçoivent des intensités égales. Pour avoir l'azimuth principal, on opère de même, les vibrations étant parallèles et perpendiculaires au plan d'incidence.

Les auteurs décrivent les différents instruments qu'ils ont utilisés et leurs expériences préliminaires. Les expériences définitives ont porté sur l'argent, le cuivre, l'or, le platine et l'iridium. Elles montrent qu'on ne peut pas admettre (cas de Ag, Cu et Au), même comme première approximation, que la constante diélectrique a une influence négligeable vis-à-vis de celle de la conductibilité. Les équations de Drude, basées sur la théorie des électrons, ne sont pas non plus d'accord avec leurs expériences.

W. ROMANOFF. — Absorption sélective des ondes électromagnétiques. P. 281-296.

Ce phénomène n'était pas étudié pour les longueurs d'onde comprises entre 50 et 100 centimètres. L'auteur s'est proposé de combler cette lacune. Il mesure l'absorption par la méthode de Zeeman et d'Eichenwald, en remplaçant le bolomètre par un thermo-élément plongé dans le milieu absorbant. Les expériences ont porté sur les alcools méthylique, éthylique, isobutylique et amylique. L'absorption anomale de ces corps ne correspond pas à leur conductibilité et dépend de la longueur d'onde. Les courbes d'absorption présentent des maxima et des minima comme les spectres d'absorption des rayons calorifiques.

P. Job.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIV; 1913.

G.-C. SIMPSON. — Instruments pour l'observation de l'électricité atmosphérique (D'après un manuscrit anglais, bureau météorologique de Simla). — P. 41-45.

Pour des mesures faites en plein air, le soufre constitue un isolant préférable à l'ambre et à l'ébonite. On obtient un bon isolateur en noyant une tige de laiton recourbée dans du soufre coulé dans une petite boîte cylindrique en fer-blanc.

Au lieu de placer le collecteur à l'extrémité d'une perche isolante, comme on le fait en général pour la mesure du gradient du potentiel, l'auteur conseille de planter dans le sol deux supports quelconques munis chacun d'un isolateur et placés à une distance l'un de l'autre égale à dix fois leur hauteur. Entre les deux isolateurs, on tend un fil dans un plan sensiblement horizontal. C'est au milieu de ce fil que l'on place le collecteur, qui se trouve ainsi en un point où la déformation du champ causée par les supports est insensible. A défaut de polonium ou d'ionium, on peut employer comme collecteur une mèche en combustion qu'on a plongée au préalable dans une solution de salpêtre. Cette mèche, après dessiccation, doit brûler à une vitesse de 1 à 2 centimètres à la minute.

Comme pile de charge, G.-C. Simpson se sert d'une batterie d'éléments Daniell qu'il a modifiés d'une manière très ingénieuse de façon à les rendre très légers et à empêcher l'action nuisible de la diffusion du sulfate de cuivre dans le sulfate de zinc.

Les électrodes (fils de zinc et de cuivre) plongent chacune dans un tube en verre mince contenant la solution correspondante ; la partie inférieure du tube est étirée en un tube capillaire recourbé vers le haut, et contient de la terre d'infusoires ; ces deux tubes, réunis par deux attaches, plongent dans une solution de sulfate de zinc contenant des faisceaux de fils de zinc et placée dans un tube à essais à parois épaisses, fermé par de l'huile lourde.

Dans les mesures de la radioactivité atmosphérique par la méthode d'Elster et Geitel, on peut porter le fil au potentiel convenable à l'aide d'un replenisher actionné par un mouvement d'horlogerie. L'auteur, après bien des tâtonnements infructueux, a pu enfin régu-

lariser le potentiel du fil en y suspendant un tube à essais bouché contenant un peu d'eau. Entre la paroi et le bouchon se trouve un petit morceau de toile de coton faisant saillie à l'extérieur et à l'intérieur. Les effilochures de ce tissu, rendues conductrices par l'eau qui les imprègne, constituent autant de petites pointes en face desquelles il suffit de placer à distance convenable une plaque métallique reliée à la terre, pour maintenir le potentiel du fil à la valeur désirée.

L'auteur décrit en terminant un petit appareil d'un usage commode pour charger à volonté positivement ou négativement jusqu'à un potentiel d'environ 3.000 volts les instruments de faible capacité.

C.-E. Brazier.

J.-R. THOMPSON. — Sur la combinaison de l'hydrogène et de l'oxygène en présence du platine ou du carbone chauffés. — P. 11-15.

Expériences entreprises pour montrer que la catalyse des réactions gazeuses par les métaux chauffés est liée à l'émission par ceux-ci d'électrons négatifs. Les recherches portent sur la combinaison de l'hydrogène et de l'oxygène en présence soit du platine, soit du carbone chauffés, et, dans les deux cas, on trouve que la température de combinaison, d'ailleurs indépendante de la pression, est précisément égale à la température la plus basse pour laquelle le catalyseur émet des ions négatifs.

F. COMTE. — Sur la modification « chimiquement active » de l'azote. P. 74-76.

Recherches entreprises à propos des expériences de Strutt (1), qui trouve que l'azote sous faible pression est rendu lumineux par le passage de la décharge électrique, et attribue cette luminescence à une modification « chimiquement active » de l'azote. Les expériences de l'auteur montrent que cette luminescence est due à des traces d'oxygène et qu'elle disparaît lorsqu'on opère avec de l'azote bien débarrassé d'oxygène. Cette luminescence, qui est maxima pour

(1) R.-J. Strutt, *Proc. Roy. Soc.*, R, t. LXXXV, 219, 377 (1911); t. LXXXVI, 56. 262; t. LXXXVII, 179 (1912).

une teneur en oxygène déterminée, mais très faible, serait alors due à une réaction chimique entre les deux gaz.

L. LETELLIER.

H. PETTERSON. — Théorie des chocs moléculaires. — P. 109-112.

L'auteur suppose que l'état vibratoire d'un résonateur est variable pendant le temps qui suit un choc. L'amplitude des vibrations, d'abord très petite, augmente peu à peu, et acquiert une valeur constante correspondant à un état « saturé ». Cette simple hypothèse permet de prévoir comment varie l'absorption d'un gaz avec la pression. L'auteur en déduit aussi quelques propriétés du rayonnement secondaire et de l'émission. Ces conclusions paraissent en parfait accord avec les derniers travaux de Angström, v. Bahr et Wood.

P. JOLY.

G. VALLAURI. — Contribution à la théorie de l'hystérésis des substances ferromagnétiques de Weiss. — P. 118-120.

En supposant que dans les cristaux du fer l'intensité d'aimantation fût toujours dirigée suivant la direction de facile aimantation, Weiss a montré que la courbe lieu des sommets des cycles d'hystérésis avait pour équation :

$$I = I_M \left[1 - \left(\frac{H_c}{H}\right)^2\right]; \quad (1)$$

I, intensité d'aimantation ; H, champ magnétisant ; H_c, champ coercitif; I_M, intensité d'aimantation à saturation du fer égale à la demi-intensité du cristal dans la direction privilégiée.

Weiss a montré également comment on pouvait déduire de l'équation (1) la forme théorique du cycle d'hystérésis. Dans un travail récent [1], Kunz a montré que ces résultats théoriques n'étaient pas d'accord avec ceux de l'expérience, mais il admettait que le cycle d'hystérésis correspondant aux valeurs $\pm \infty$ de H était composé de deux parallèles à l'axe des x d'ordonnée I_M et de deux courbes déduites de la courbe (1) par un glissement parallèle à l'axe des x. Il

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 678.

y a là une erreur que signale Vallauri. La courbe limitant le cycle $H = \pm \infty$ a une équation de la forme :

$$I = I_M \left[1 - 2\left(\frac{H_C}{H}\right)^2\right]. \quad (2)$$

Dans le cas où les valeurs limites du champ sont finies et correspondent à deux valeurs $\pm I_1$ de l'intensité d'aimantation, le cycle se compose des deux parallèles à l'axe des x, $y_0 = \pm I_1$ et de deux courbes symétriques par rapport à l'origine et dont l'une a pour équation :

$$I = -I_1 + 2I_M \left[1 - \left(\frac{H_C}{H}\right)^2\right] \quad (3)$$

et l'aire du cycle est donnée par l'expression :

$$W_1 = 8H_C I_M \left(1 - \sqrt{1 - \frac{I_1}{I_M}}\right). \quad (4)$$

En admettant $I_M = 1.710$, $H_C = 1{,}3$, Vallauri trouve entre les résultats expérimentaux d'Ewing et ceux fournis par la formule 4 une concordance meilleure que celle obtenue par Kunz.

L'auteur nous montre également que les résultats fournis par sa formule ne s'écartent pas beaucoup de ceux auxquels conduit la loi empirique de Steinmetz $W = \eta I^{1,6}$.

R. Jouaust.

H. STARKE et J. HERWEG. — Rotation magnétique et effet Zeeman inverse dans la vapeur de mercure. — P. 1-5.

Les auteurs ont repris sur la vapeur de mercure l'expérience de Righi sur la vapeur de sodium. Ils ont montré que les raies données par une lampe à mercure à basse pression, sauf cependant les deux raies jaunes, présentent le phénomène de Righi. L'éclairement obtenu n'est pas dû, comme dans le cas du sodium et des autres métaux étudiés, à la rotation du plan de polarisation de la lumière au voisinage des raies spectrales intéressées, mais à son siège dans les raies d'absorption elles-mêmes. Cet effet s'observe particulièrement bien sur les satellites de la raie verte.

P. ZEEMAN. — Sur la polarisation subie par la lumière qui traverse la fente d'un spectroscope et sur quelques erreurs qui peuvent provenir de ce fait. P. 95-97 [1].

L'auteur fait remarquer, en prenant comme exemple les raies jaune et verte du mercure données par un tube placé dans un champ magnétique, que les composantes centrales du triplet ou du nonet magnétique diminuent d'intensité à mesure qu'on ferme la fente du spectroscope et peuvent devenir complètement invisibles si la fente est suffisamment fine. Il en conclut que les vibrations perpendiculaires à la fente traversent difficilement cette fente lorsqu'elle est assez fine.

Il fait remarquer que cette circonstance peut amener à des erreurs lorsqu'on compare l'intensité de la composante centrale avec celle des composantes centrales du triplet magnétique ou lorsqu'on recherche une dissymétrie du triplet. La dissymétrie constatée par lui et d'une façon indépendante par Gmelin sur la décomposition magnétique de la raie λ 5791 A. V. du mercure est cependant bien réelle.

Un moyen d'éviter ces erreurs d'interprétation provenant de la polarisation de la lumière par la fente, comme aussi de celle que produit le réseau, consiste à placer devant la fente du spectroscope une lame de quartz qui fasse tourner de 45° le plan de polarisation de la lumière incidente.

O. LUMMER. — Vision par les bâtonnets de la rétine du ciel étoilé. — P. 97-102.

L'auteur montre que la lueur argentée des étoiles est due à la vision par les bâtonnets de la rétine et que les innombrables étoiles de faible grandeur ne nous manifestent leur existence que grâce à l'action de ces bâtonnets. On peut les appeler étoiles de bâtonnets, tandis que les étoiles les plus brillantes seraient dans ce langage des étoiles de cônes.

---

[1] Communication présentée à l'Académie d'Amsterdam à la séance du 26 octobre 1912.

W.-S. GRIPENBERG. — L'indice de réfraction du sélénium cristallisé. P. 123-124.

L'auteur annonce que l'indice de réfraction du sélénium cristallisé est 1,2 fois environ plus grand que celui du sélénium amorphe.

F. Croze.

Jun ISHIWARA. — Sur la relation entre les formules des masses et les conceptions du temps et de l'espace. — P. 26-29.

L'auteur revient sur les idées que Ph. Franck a exposées récemment[1]. Elles lui paraissent fort ingénieuses. Mais l'hypothèse que M. Franck substitue à l'axiome de Duhem dépasse les limites de la dynamique et pénètre dans le domaine de la métaphysique. Il est d'ailleurs douteux qu'une loi purement physique puisse influer en quoi que ce soit sur nos conceptions du temps et de l'espace.

Il serait, semble-t-il, plus logique de baser la théorie sur une relation purement dynamique, que l'on complèterait ensuite par une hypothèse sur le temps et l'espace. L'auteur propose comme relation fondamentale le théorème de l'invariance de l'action. En y joignant soit la conception classique, soit la conception de relativité, on obtient l'égalité des masses longitudinales ou transversales, ou les formules qui relient ces deux grandeurs.

En résumé, pour arriver à ce que la masse dépende de la vitesse, il faut nécessairement introduire une conception du temps et de l'espace différente de la conception classique; c'est en particulier le cas pour la dynamique de l'électron.

P. Job.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE;

T. X, n^os 3 et 4; 1912.

Paul BARY. — Généralités sur les colloïdes. — P. 437.

Les matières colloïdes peuvent être classées en deux catégories suivant les causes qui président à la formation des gelées : les col-

(1) *Phys. Zeit.*, XII, 1112, 1114; 1911; — *Ann. d. Phys.*, 4e sér., XXXIX, 693; 1912.

loïdes dissolvants, où la cohésion et la variation de tension superficielle suffit à expliquer leur formation, et les colloïdes électriques, dont les propriétés sont expliquées par l'électrisation des particules au contact de la solution. Il y a des cas intermédiaires où les deux actions agissent simultanément. M. Bary réserve plutôt le nom de micelles aux particules solides-liquides et de granules à celles où la charge électrique entre en jeu.

Dans le cas des colloïdes dissolvants, il indique que la quantité de liquide nécessaire à la désagrégation en micelles semble être la même pour un même colloïde (caoutchouc), quel que soit le dissolvant employé.

T. VAN DER LINDEN. — L'analyse thermique. — P. 454.

Exposé des méthodes qu'il est possible d'employer pour l'analyse des mélanges binaires, ternaires et même quaternaires, en déterminant les points de solidification successifs en fonction de la concentration.

La méthode générale très compliquée est souvent inapplicable, mais elle peut être simplifiée, lorsque les branches indépendantes des courbes de solidification binaires se recouvrent, en les dessinant dans le même système de coordonnées; le nombre des points de solidification, dont il faut fixer les concentrations, peut alors être réduit.

W.-E.-S. TURNER. — Complexité moléculaire dans l'état liquide. — P. 467.

Réponse aux observations de M. Guye [1].

CARDOSO. — Contribution à l'étude du point critique. — P. 470.

E. CARDOSO et BELLE. — Constantes critiques de l'éthane, de l'anhydride carbonique et de l'anhydride sulfureux. — P. 497.

E. CARDOSO et E. ARNI. — Constantes critiques de l'éthylène, du protoxyte d'azote et de l'hydrogène sulfuré. — P. 304.

E. CARDOSO et G. BAUME. — Constantes critiques de l'acétylène et du cyanogène. — P. 509.

---

[1] Voir Ph.-A. GUYE, *J. de Phys.*, s. 5, t. II, p. 129.

É. CARDOSO et Mlle A. GILLAY. — Constantes critiques de l'ammoniaque. P. 514.

E. CARDOSO et A.-F.-O. GERMANN. — Constantes critiques de l'acide chlorhydrique. — P. 517.

Les constantes critiques sont de première importance dans les calculs stoechiométriques ; si un certain nombre d'entre elles ont été déterminées avec une grande précision par des expérimentateurs habiles, un assez grand nombre d'autres doivent être plus ou moins erronées ; il suffit pour s'en convaincre de constater les grandes différences entre les valeurs des différents expérimentateurs.

L'auteur a entrepris au laboratoire de physique de Genève de nouvelles déterminations et institué une méthode qui donne T_c à 0°,1 près et P_c à 0,1 atmosphère près. Le laboratoire est outillé pour obtenir les gaz purs avec facilité, par distillations successives à température basse.

On a employé la méthode de Cailletet en déterminant avec précision la température et la pression pour lesquelles le ménisque disparaît en laissant un léger miroitement. Le phénomène de l'opalescence se produit toujours à quelques dixièmes de degrés au-dessous du point critique, ce qui semble dû à ce qu'elle apparaît lorsqu'il y a encore du liquide ; sa densité très voisine de celle du gaz permet alors la formation d'une véritable émulsion.

Les résultats obtenus sont contenus dans le tableau suivant :

Gaz	T_c cent.	T_c abs.	P_c atm.
C^2H^4	9,50	282,50	50,65
N^2O	36,50	309,50	71,65
H^2S	10,40	373,40	89,05
C^2H^6	32,10	305,10	48,85
CO^2	31	304	72,85
SO^2	157,15	430,15	77,65
C^2N^2	128,30	401,30	59,75
C^2H^2	35,50	308,50	61,65
NH^3	132,90	405,90	112,30
HCl	51,40	324,40	81,55

G. BAUME et WOURTZEL. — Sur la compressibilité des gaz. — P. 520.

Si on représente la relation $pv = f(v)$ par une expression de la

forme :

$$pv = 1 + a\left(1 - \frac{L}{L_1}\right),$$

où v est le volume occupé à la pression p et à la température de 0° par un litre normal de gaz, L sa densité absolue sous la pression p et L_1 le poids du litre normal du gaz considéré, le coefficient a se confond pratiquement avec le coefficient A'_0 d'écart à la loi de Mariotte pour les gaz éloignés de leur point de liquéfaction à la température ordinaire.

Mais, pour les gaz facilement liquéfiables, on constate que les valeurs par lesquelles on peut représenter cet écart en fonction de A'^0 : $a : 1 + a)$ ou $a - a^2$, donnent des nombres notablement différents ; le choix de l'une ou de l'autre de ces valeurs pour le calcul du poids moléculaire physico-chimique n'est pas indifférent.

A. BERTHOUD. — Théorie de l'influence de la température sur la vitesse des réactions chimiques. — P. 573.

Exposé critique des principales théories et discussion d'une nouvelle, dans laquelle on admet l'existence, à un moment donné, d'un équilibre instable correspondant à un minimum d'énergie, à partir duquel les forces chimiques agissent pour former les nouveaux produits. La vitesse de réaction est alors proportionnelle à la concentration de ces molécules instables, et les lois de la thermodynamique s'appliquent aux variations de leur concentration avec la température.

B.-N. MENTSCHUTKIN. — Influence des substituants du benzène dans les systèmes binaires : benzènes substitués-trihalogenure d'antimoine. — P. 598.

B.-N. MENTSCHUTKIN. — Influence des substituants du benzène sur les propriétés des systèmes binaires formés par les benzènes substitués le trichlorure et le tribromure d'antimoine. — P. 612.

A. BERTHOUD. — Théorie de la formation des faces d'un cristal. — P. 624.

Étude thermique de ces différents composés.

La recherche des conditions de formation d'un cristal a conduit l'auteur à rejeter la théorie de Curie, basée sur la tendance à la formation d'une forme dont l'énergie superficielle soit minimum. Non

que cette théorie soit fausse, mais parce que les différences de solubilité qui en résultent, surtout pour les cristaux macroscopiques sont trop faibles pour expliquer les accroissements variables des faces.

La théorie de Nernst, expliquant les expériences de Noyes et Withney sur la vitesse de dissolution, appliquée à la cristallisation, ne met pas en évidence les effets dus aux différentes faces. Il faut, d'après l'auteur, attribuer à chaque type de face une influence spécifique, et alors, si c' est la concentration au contact immédiat du cristal, k' un coefficient de vitesse de cristallisation, on a en admettant la formule de Nernst :

$$\frac{dx}{dt} = k'S\,(c' - c_0) = \frac{DS}{\delta}\,(c - c'),$$

d'où :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{DS}{\delta + \frac{D}{k'}}\,(c - c_0),$$

où D est le coefficient de diffusion, c_0 la concentration de la solution saturée, c la concentration de la solution employée et δ l'épaisseur de la zone de passage.

Si $\frac{D}{k'}$ est négligeable devant δ, on a la formule de Nernst, ce qui ne doit pas arriver, puisque la convection empêche δ de prendre des valeurs notables ; si δ est faible (courants de concentration intenses), le cristal se limite par des faces peu nombreuses, l'influence de k' est très marquée; si les courants sont faibles, δ prend une valeur plus grande, l'influence des faces diminue et on voit apparaître de nouvelles faces.

MAURICE PRUDHOMME. — Sur les densités au point critique. — P. 636.

L'équation de Van der Waals, dans laquelle on remplace le volume v par $m : d$, m étant le poids moléculaire et d la densité, donne une équation aux densités qui a trois racines d_1, d_2, d_3; l'expression qui met ces trois racines en évidence donne par identification avec l'équation générale :

$$d_1 + d_2 + d_3 = m : b = C^{te}.$$

Si on admet qu'au point critique $d_1 = d_2$ on aura :

$$\frac{2m}{nb} + \frac{m}{n'b} = \frac{m}{b}.$$

On lève l'indétermination en admettant que n et n' sont entiers, c'est-à-dire que les volumes critiques sont des multiples entiers de b, on trouve la solution $n = 3$, qui est celle du cas ordinaire où la somme des trois volumes est $3b$. Mais il y a aussi la solution $n = 4$, $n' = 2$ ou $v = 4b$, qui est réalisée pour d'assez nombreuses substances (formiate de méthyle en particulier). On a alors en employant la loi des diamètres rectilignes de M. Mathias :

$$d_1 + d_2 = 2Dc \qquad \text{et} \qquad d_3 = 2Dc.$$

Pour le formiate de méthyle, on a en effet, à 187°, $d_1 + d_2 = 0{,}6988$, et $d_3 = 0{,}6968$, tandis que $d_1 + d_2 + d_3 = 1{,}3956$. Cette densité est celle de la couche qui limite les deux phases ; elle a cette valeur exacte au point critique. Représentation graphique des résultats.

J. BRINER et Z. PYLKOFF. — Contribution à la connaissance des modes de formation et des propriétés du chlorure de nitrosyle. — P. 640.

La possibilité de distiller les gaz à basse température et de les purifier justifie une étude plus approfondie du chlorure de nitrosyle, malgré les nombreux travaux anciens suscités par sa présence dans l'eau régale. On a préparé le corps par la méthode de Gay-Lussac et il a été purifié par cristallisations et distillations fractionnées. Les constantes physiques du produit ainsi obtenu sont les suivantes. La densité entre — 37° et + 40° est représentée par $Dt = 1{,}349 + 0{,}00242\,t$. La tension superficielle indique une légère polymérisation. Le coefficient de viscosité peut être donné par la formule $\eta T^3 = 8{,}7 \cdot 10^4$, où η_t est le coefficient de viscosité entre — 20° et 33°,3. La température critique est 167° à 2° près et la pression critique 92,4 atmosphères.

R. MARCELLIN. — Sur le mécanisme de l'évaporation. — P. 680.

La limite supérieure de la vitesse d'évaporation d'un liquide placé en présence de sa vapeur non saturée a été déterminée théorique-

ment en admettant que le liquide peut s'emparer de toutes les molécules qui viennent le toucher. La théorie cinétique conduit à la formule :

$$v = \frac{(P - p)}{4d} \sqrt{\frac{3M}{RT}},$$

P étant la tension de la vapeur saturée et p la pression sous laquelle se fait l'évaporisation, d la densité, M la masse moléculaire. Si une fraction α seulement des molécules gazeuses qui viennent en contact avec le liquide est captée, on aura :

$$v = \alpha \frac{P - p}{4d} \sqrt{\frac{3M}{RT}}.$$

L'étude expérimentale de cette vitesse d'évaporation vérifie la formule :

$$v = \frac{M (T_B - T_P)}{vdL},$$

M étant une constante qui dépend de l'épaisseur du tube fin dans lequel on suit la marche de l'évaporation, T_B la température du thermostat dans lequel est plongé le tube, T_P la température d'équilibre entre liquide et vapeur sous la pression P, L la chaleur latente, r le rayon du tube. Il se vérifie que la température à la surface du liquide est non T_B, mais T_P. Les vitesses observées sont proportionnelles à l'afflux de chaleur à la surface du liquide et les vitesses réelles sont presque instantanées par rapport aux vitesses apparentes qui dépendent de cet afflux de chaleur.

La comparaison des vitesses maxima calculées avec les plus grandes valeurs trouvées expérimentalement donne, pour l'éther,

$$\alpha = \frac{1}{100}.$$

G. Roy.

LA MÉCANIQUE STATIQUE ET L'IRRÉVERSIBILITÉ;

Par M. Émile BOREL.

Il peut sembler oiseux de revenir sur un sujet à propos duquel on a tant écrit; la fréquence même des discussions ne prouve-t-elle pas cependant qu'une solution entièrement satisfaisante des difficultés que soulève l'explication mécanique des phénomènes irréversibles n'a pas encore été donnée? Je n'ai pas la prétention de fournir en quelques pages une telle solution; mais je voudrais indiquer la voie dans laquelle, à mon sens, on doit la chercher [1].

1. Mon point de départ est le suivant: la notion de la valeur numérique *exacte* d'une grandeur physique quelconque est une pure abstraction mathématique, à laquelle ne correspond aucune réalité. Je voudrais bien préciser ma pensée sur ce point, qui me paraît capital. Il s'agit, en effet, d'une question tout à fait distincte de celle de la relativité en quelque sorte métaphysique de nos connaissances [2]; je me place au point de vue du physicien et non à celui du philosophe pyrrhonien; j'admets comme certain que nos mesures sont assez exactes pour que certains rapports numériques nous soient connus avec une certaine approximation; le nombre des décimales que nous avons le droit de regarder comme *exactes* augmentera d'ailleurs avec le perfectionnement de nos techniques; mais ce nombre de décimales exactes atteindrait-il cent, atteindrait-il mille, ce qui est bien peu vraisemblable, nous resterions toujours aussi éloignés de l'exactitude *absolue* avec laquelle le mathématicien définit le rapport de la diagonale au côté du carré. Non seulement pour mesurer, mais simplement pour *définir* une grandeur physique, il est nécessaire de donner des explications complémentaires d'au-

---

[1] J'ai déjà donné quelques brèves indications sur cette voie dans mon mémoire : Sur les principes de la théorie cinétique des gaz (*Annales de l'École normale*, 1906). Ces indications paraissent avoir passé inaperçues, sans doute parce que les notations mathématiques que j'emploie dans ce memoire sont assez différentes des notations les plus usuelles. J'aurais dû, en outre, prendre la peine de montrer explicitement que mes résultats ne sont pas en contradiction avec les théorèmes généraux que Gibbs a déduits du théorème de Liouville : il est bien clair qu'une telle contradiction ne saurait exister tant qu'on n'introduit pas de nouvelles hypothèses.

[2] Voir ma note sur : *La relativité de l'espace d'après M. Henri Poincaré* (*Revue du Mois*, 10 juillet 1907; t. IV, p. 115).

tant plus longues que l'on veut atteindre une plus grande précision; pour une précision infinie, il faudrait des explications d'une longueur infinie, c'est-à-dire des explications qui ne pourraient jamais être données ni comprises. Si l'on suppose que l'état d'un système dépende de trois paramètres représentés par un point dans l'espace à trois dimensions, on ne doit jamais se figurer l'ensemble des systèmes pour lesquels ces paramètres satisfont à certaines conditions comme représenté par un certain volume aux contours nettement délimités (extension en phase de Gibbs, dans le cas de l'espace à $2n$ dimensions); il y a nécessairement une zone de transition entre la portion de l'espace qui appartient sûrement au volume et la portion qui ne lui appartient sûrement pas. Cette zone que l'on peut se figurer en imaginant une sorte de flottement, un tremblotement extrêmement léger de la surface qui limite le volume, pourra être dans certains cas négligeable; mais c'est seulement après une discussion approfondie que l'on aura le droit, dans chaque question particulière, de la regarder comme rigoureusement nulle au point de vue pratique. Ce que nous venons de dire pour l'état du système s'applique évidemment aussi aux équations différentielles qui régissent son mouvement, c'est-à-dire aux actions intérieures et extérieures; là aussi il y a toujours un certain flottement inévitable.

On trouvera peut-être les remarques précédentes trop évidentes; si vraiment, en les énonçant, j'ai enfoncé une porte ouverte, j'en suis très heureux; car, une fois ce point de départ admis, les conséquences me paraissent en découler sans difficulté. Nous allons voir en effet quelles différences profondes séparent l'étude du problème abstrait que traite le mathématicien du problème concret qui peut seul intéresser le physicien.

2. Étudions d'abord un des problèmes abstraits les plus simples de la mécanique: mouvement dans un plan d'un point matériel libre, qui n'est soumis à aucune force, et qui se réfléchit sur des obstacles sans perte de force vive. La vitesse algébrique étant constante, l'état de notre système dépend de trois paramètres pour lesquels nous pouvons choisir les coordonnées rectangulaires x et y et l'angle φ que fait la vitesse avec une direction fixe, angle compris entre 0 et 2π. Si nous posons $\varphi = z$, nous pourrons représenter chaque état du système par un point P situé dans la portion de l'espace comprise entre les plans $z = 0$, $z = 2\pi$. Considérons tous les

systèmes pour lesquels le point P est compris dans un certain domaine D_0, la valeur algébrique de la vitesse étant, bien entendu, la même pour tous ces systèmes, et supposons d'abord qu'il n'y ait pas d'obstacles. On peut déduire des théorèmes généraux de la mécanique statistique, ou, si l'on préfère, vérifier directement par un calcul simple, que les points situés à l'origine des temps dans le domaine D_0, seront, à une époque ultérieure, dans un domaine D *de même volume* (1); mais la forme de D sera en général très différente de la forme de D_0; à mesure que le temps augmentera,

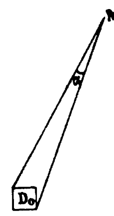


FIG. 1.

l'aire de la projection sur le plan des xy ira en augmentant et l'épaisseur parallèlement à Oz ira en diminuant. Si l'on figure la projection de D_0 sur le plan des xy (on a représenté un carré, pour fixer les idées), et un point M appartenant à la projection de D, les valeurs de z correspondant à M ne peuvent correspondre qu'aux valeurs de φ intérieures à l'angle α sous lequel de M on voit D_0; cet angle décroît proportionnellement au temps.

Ces conclusions ne sont pas modifiées par l'introduction d'obstacles fixes limités par des droites sur lesquelles se réfléchissent les trajectoires; la seule différence est la suivante : lorsqu'il n'y a pas d'obstacles, l'extension de l'aire de la projection sur le plan des xy est illimitée; si, au contraire, nous supposons que nos points se meuvent dans une région limitée par un polygone, la projection de D ne peut pas sortir de ce polygone; elle arrivera peu à peu à le recouvrir plusieurs fois; le domaine D se composera alors de feuillets de plus en plus nombreux et de plus en plus minces.

Lorsque les obstacles sont curvilignes au lieu d'être rectilignes, il n'y a presque rien de changé non plus, si le rayon de courbure est

(1) De l'égalité des volumes quelque petit que soit D_0 résulte l'invariance de ce que Gibbs appelle la *densité en phase*.

assez grand par rapport aux dimensions du domaine primitif ; il en est tout autrement si les obstacles sont des cercles extrêmement petits, analogues aux molécules sphériques de la théorie cinétique. Tout à l'heure, les valeurs de φ en un point M correspondaient à l'angle α sous lequel on voyait de M le domaine D_0 ; si les trajectoires, au lieu d'aller directement de D_0 en M se réfléchissent sur un obstacle rectiligne, on devra remplacer D_0 par son image dans ce miroir et, comme nous l'avons dit, rien d'essentiel ne sera changé ; si l'obstacle est un cercle de rayon très petit par rapport à la distance parcourue entre D_0 et M, tout se passera comme si un observateur placé en M regardait l'image de D_0 dans un miroir très convexe (miroir cylindrique dans le cas du plan, sphérique dans le cas de l'espace). Si l'on suppose qu'il y ait plusieurs obstacles tous pareils, cercles de rayons très petits, les longueurs des trajectoires entre ces obstacles étant dix à cent fois plus grandes que les diamètres des obstacles (1), tout se passera comme si nous avions des globes sphériques d'un décimètre de diamètre, distants les uns des autres de quelques mètres ; un objet que nous apercevrions dans l'un de ces globes après plusieurs réflexions successives aurait un diamètre apparent rendu environ dix fois plus petit par chacune des réflexions, c'est-à-dire 10^n fois plus petit, s'il y a n réflexions. Comme le nombre des réflexions est grossièrement proportionnel au temps, si la répartition des obstacles est supposée grossièrement uniforme, on voit que l'amincissement des feuillets du domaine D est maintenant non plus proportionnel à t, mais proportionnel à e^{at}. Au bout d'un millier de réflexions (ce qui exigera un millionième de seconde si les obstacles sont répartis comme les molécules d'un gaz, la vitesse du point matériel étant égale à la vitesse moyenne de la théorie cinétique), l'épaisseur des feuillets sera de l'ordre de grandeur de 10^{-1000} et leur nombre (2) par suite de l'ordre de grandeur de 10^{1000}.

---

(1) C'est bien la relation entre les diamètres moléculaires et les libres parcours des molécules. Voir, par exemple, le *Recueil de constantes physiques*, p. 133.

(2) Ces résultats sont indépendants des dimensions du domaine D_0, du moment qu'elles ne sont pas trop petites. Dans la *fig.* de la page précédente, l'angle φ ne prend effectivement toutes les valeurs comprises dans l'angle α que si cet angle α est inférieur à l'épaisseur du domaine D_0, comptée parallèlement à Oz ; c'est une condition qui sera très rapidement vérifiée pour α dans le cas des réflexions successives, du moment que cette épaisseur est supérieure à 10^{-100}, par exemple, ce que nous devons admettre en raison de l'indétermination des données, n'y eût-il pas d'autre cause d'indétermination.

3. Reprenons maintenant le même problème, mouvement d'un point matériel dans un plan, mais en supposant que les conditions abstraites irréalisables sont remplacées par des conditions plus concrètes[1]. Le point matériel considéré est, par exemple, le centre de parité d'une molécule; mais l'absence *absolue* de force extérieure, la conservation *absolue* de la force vive, la fixité *absolue* des obstacles, la détermination *absolue* de leur forme géométrique ne seront plus supposées, mais remplacées par des hypothèses *relatives*. Ces hypothèses devront laisser place à un certain flottement dans les limites du domaine D_0 et des domaines D qui s'en déduisent; on constatera facilement qu'un déplacement d'un centimètre imprimé à une masse d'un gramme située dans une étoile, se traduit par une variation du champ de gravitation qui dépasse de beaucoup la fraction 10^{-100} des champs usuels. Il nous est donc impossible, à moins d'introduire l'univers entier dans nos équations (et la question se poserait alors de savoir si l'univers est fini), de ne pas admettre un flottement de l'ordre de grandeur 10^{-100} par rapport aux unités usuelles. Mais alors la structure infiniment feuilletée acquise par notre domaine D au bout d'un millionième de seconde est beaucoup trop fine pour être conservée; les feuillets dont l'épaisseur était de l'ordre de 10^{-1000} débordent les uns sur les autres et le domaine D se trouve remplir entièrement l'espace dans lequel le calcul abstrait ne lui attribuait qu'un volume égal au volume initial D_0. C'est ici que disparaît la conservation de la densité en phase; nous obtenons au contraire une répartition en phase sensiblement moins dense que la répartition primitive, mais d'étendue beaucoup plus grande; le même raisonnement peut être recommencé d'ailleurs pour une très petite portion quelconque de cette nouvelle répartition, et ainsi de suite.

4. Les mêmes raisonnements s'appliqueraient à l'étude des problèmes plus généraux de la théorie cinétique. Ils permettent de répondre à une objection répétée.

Cette objection, soulevée pour la première fois par Loschmidt en 1876, est la suivante : Si l'on change les signes de toutes les vitesses, ce qui revient à changer le signe du temps, les équations

[1] Nous devrions nous placer dans l'espace et non dans le plan; mais il n'y a, en réalité, pas de différence profonde entre les deux problèmes, et nous conservons l'avantage d'une représentation géométrique des phases dans l'espace ordinaire.

de la dynamique ne sont pas modifiées; ces équations ne permettent donc pas de prévoir dans l'avenir une évolution différente de ce que serait l'évolution si l'on remontait vers le passé (en changeant le signe du temps). Les remarques précédentes montrent nettement quel est le rôle joué par le temps et permettent de comprendre pourquoi il n'est pas possible d'en renverser le sens; le présent laisse l'avenir indéterminé, mais on ne peut parler d'indétermination du passé. L'indétermination de l'avenir est, bien entendu, relative à nos moyens d'investigation et de calcul ; elle disparaît d'ailleurs si nous nous contentons, comme il est naturel, de la connaissance de l'état le plus probable, c'est-à-dire des portions du domaine D qui conduisent à des résultats identiques, et qui sont immensément étendues par rapport aux autres portions de ce domaine, portions qui conduiraient à des résultats exceptionnels. Je n'insiste pas sur ce point, sur lequel tout le monde est d'accord. On a souvent cherché à donner une idée de l'extrême rareté des cas exceptionnels, rareté qui dépasse tout ce que notre imagination peut concevoir; voici une comparaison qui me paraît particulièrement frappante. Concevons qu'on ait dressé un million de singes à frapper au hasard sur les touches d'une machine à écrire et que, sous la surveillance de contremaîtres illettrés, ces singes dactylographes travaillent avec ardeur dix heures par jour avec un million de machines à écrire de types variés. Les contremaîtres illettrés rassembleraient les feuilles noircies et les relieraient en volumes. Et au bout d'un an, ces volumes se trouveraient renfermer la copie exacte des livres de toute nature et de toutes langues conservés dans les plus riches bibliothèques du monde. Telle est la probabilité pour qu'il se produise pendant un instant très court, dans un espace de quelque étendue, un écart notable de ce que la mécanique statistique considère comme le phénomène le plus probable. Supposer que cet écart ainsi produit subsistera pendant quelques secondes revient à admettre que, pendant plusieurs années, notre armée de singes dactylographes, travaillant toujours dans les mêmes conditions, fournira chaque jour la copie exacte de tous les imprimés, livres et journaux, qui paraîtront la semaine suivante sur toute la surface du globe. Il est plus simple de dire que ces écarts improbables sont purement impossibles.

5. La théorie dont j'ai esquissé les grandes lignes se distingue très nettement des théories basées sur les hypothèses ergodiques,

mais a cependant certains points communs avec ces dernières et exigerait, comme elles, des recherches nouvelles pour être rendue complètement rigoureuse au point de vue mathématique; mais les difficultés me paraissent bien moins profondes lorsqu'on adopte le point de vue plus réel auquel j'ai essayé de me placer. Dans les théories de Boltzmann et dans celles de Gibbs, une place privilégiée est faite au théorème de Liouville, à la conservation de l'extension en phase; ce théorème est fort intéressant au point de vue mathématique, mais je crois que la décroissance exponentielle des dimensions des éléments d'extension cohérents entre eux lui enlève toute signification physique; sans même qu'il soit besoin de faire appel à la notion de la discontinuité des probabilités qui résulterait de la théorie des quanta, on doit regarder comme une pure abstraction la notion de la conservation du volume, lorsque ce volume se divise en feuillets dont l'épaisseur s'exprimerait, au bout d'une seconde, par un nombre décimal comportant des milliards de zéros après la virgule.

6. Il me semble difficile de ne pas dire, en terminant, quelques mots des remarques de Boltzmann sur l'application du deuxième principe à l'univers. Comme le dit fort justement Boltzmann, « assurément personne ne prendra de telles spéculations pour d'importantes découvertes, ni pour le but le plus élevé de la science, comme le faisaient les anciens philosophes. Mais il n'est pas certain qu'il soit juste de les tourner en dérision et de les regarder comme tout à fait oiseuses ». Boltzmann développe une conception mécanique de l'univers, dans laquelle il se produit, çà et là, des passages d'un état plus probable à un état moins probable, de sorte que, pour l'univers entier, l'irréversibilité n'existe pas. Cette conception est rigoureuse au point de vue abstrait si l'univers est un système mécanique pouvant être défini par un nombre fini de paramètres dont le champ total de variation est fini. Admettons, pour un instant, que nous puissions accepter cette image pour l'univers que nous voyons, c'est-à-dire que nous puissions fixer un nombre très grand R, tel qu'il n'y ait jamais rien à l'extérieur de la sphère S de rayon R; cette sphère S sera notre univers; l'évolution de cet univers sera, d'après un théorème de Poincaré, aussi voisine que l'on veut d'une évolution périodique et, dans des périodes immensément longues, les phénomènes en contradiction avec le second principe y seront aussi fréquents que les phénomènes en accord avec ce principe. En laissant

même de côté les difficultés — cependant à mon avis insurmontables — entraînées par l'hypothèse que rien ne sort de la sphère S, il faut observer que la conclusion n'est rigoureuse qu'autant que nous supposons *absolue* l'inexistence de toute action extérieure à S. Imaginons, avec O. Chwolson (1), une sphère S_2 dont les dimensions par rapport à S seraient celles de S par rapport à un atome, puis une sphère S_3 qui serait à S_2 ce que S_2 est à S, et ainsi de suite jusqu'à une sphère S_n dont l'indice *n* serait égal à un million. Pour que l'application à S de la théorie mécanique de la quasi-périodicité due à Poincaré fût légitime, il faudrait que nous fussions assurés qu'il n'y a pas, aux confins de S_n, quelque univers S′ de mêmes dimensions que S bien que probablement très différent de S et pouvant, dans le cours des temps, agir sur S. Car la durée des temps nécessaires pour l'application du théorème de Poincaré est tellement longue qu'une rencontre de S avec S′ serait infiniment probable, bien avant que ces temps fussent écoulés. Ceci revient à dire qu'il est au moins aussi vraisemblable de supposer que les lois de notre univers seront complètement modifiées par une combinaison avec un autre univers (actuellement infiniment plus éloigné de lui qu'un atome situé sur la Terre n'est éloigné d'un atome situé sur Sirius) que de supposer un changement de sens appréciable dans la variation de l'entropie. Nous ne pourrions aller plus loin qu'en spéculant sur l'infini; ce ne serait plus du tout de la physique.

L'ABSORPTION DE L'ULTRA-VIOLET PAR L'OZONE ET LA LIMITE DU SPECTRE SOLAIRE;

Par MM. CH. FABRY et H. BUISSON (2).

La limitation du spectre solaire, un peu au-dessous de la longueur d'onde 3000, certainement due à l'absorption atmosphérique, a été attribuée à la présence de l'ozone dans l'atmosphère. Cette hypothèse, d'abord émise par Hartley, n'est appuyée que sur l'existence d'une forte bande d'absorption de l'ozone dans l'ultra-violet. Pour

(1) *Scientia*, t. VIII, 1910, pages 41 (texte) et 45 (suppl.).
(2) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 17 janvier 1913.

la confirmer, des valeurs numériques seraient nécessaires, d'une part, sur l'absorption atmosphérique, d'autre part sur l'absorption par l'ozone. Nous avons entrepris ces deux séries de déterminations.

Les mesures jusqu'ici publiées sur l'absorption par l'ozone sont celles de Meyer [1] et celles de Krüger et Moeller [2]. Faites par la méthode photo-électrique, elles ne s'étendent qu'aux petites longueurs d'onde à partir de 3000 et sont très discordantes; en particulier pour cette dernière radiation, les valeurs données pour la constante d'absorption diffèrent dans le rapport de 1 à 4. Il en résulte que la comparaison avec l'absorption atmosphérique est impossible: de nouvelles déterminations étaient donc nécessaires.

Le problème consiste à mesurer les intensités d'un rayonnement avant et après passage à travers le corps absorbant; c'est un problème de photométrie, pour des radiations non visibles, et qui doit être traité pour un certain nombre de radiations simples. Pour le résoudre, nous avons employé une méthode de photométrie photographique. La seule manière correcte d'utiliser la photographie est de chercher à produire sur la même plaque, avec le même temps de pose, deux impressions identiques, l'une avec la lumière qui a traversé le corps absorbant, l'autre sans absorption, mais avec affaiblissement dans un rapport connu; ce rapport mesurera précisément la proportion de lumière transmise par le corps étudié.

Le rayonnement d'une lampe en quartz à vapeur de mercure traverse un tube à absorption limité par deux lames de quartz, dans lequel on fait passer un courant d'oxygène ozonisé. Une lentille achromatique quartz-fluorine projette une image de la lampe sur la fente de notre spectroscope en quartz [3]. La fente a 1 millimètre de long et $0^{mm},5$ de large, de manière que, sur le cliché, l'image de chaque raie soit représentée par un petit rectangle. Sur une même plaque photographique, on fait successivement, *avec la même durée*, une pose avec la lumière qui a traversé l'ozone et plusieurs autres, sans absorption, mais avec des affaiblissements gradués et connus. Ces affaiblissements sont obtenus en diaphragmant la face de sortie du dernier prisme, ce qui fait varier les intensités proportionnellement aux surfaces des diaphragmes, tant que ces surfaces sont complètement et uniformément illuminées et tant que les phénomènes de

(1) Meyer, *Annalen der Physik*, 4e série, t. XII, p. 849; 1903.
(2) Krüger et Moeller, *Physikalische Zeitschrift*, t. XIII, p. 729; 1912.
(3) *J. de Phys.*, 4e série, t. IX, p. 932; 1910.

diffraction n'interviennent pas. Les écrans sont rectangulaires ; ils sont de dimension constante dans le sens perpendiculaire aux arêtes des prismes, de façon à ne pas changer le pouvoir de définition, et sont variables dans l'autre direction. Les largeurs adoptées sont, en millimètres : 1,43 ; 3,04 ; 8,46 et 21,85. Dans les poses sans absorption, des lames de quartz identiques à celles qui limitent le tube sont interposées sur le faisceau.

Après développement du cliché, on mesure au microphotomètre [1], pour chaque raie, l'opacité de chacune des images. Comme on ne peut pas espérer que l'image obtenue à travers l'absorbant se trouve identique à l'une des images obtenues avec un affaiblissement connu, on est amené à chercher par interpolation quelle largeur aurait dû avoir le diaphragme pour que cette égalité fût exactement réalisée.

Cette interpolation est facilitée par la connaissance de la loi de noircissement photographique dans les limites d'exposition normale : chaque image est caractérisée par son *opacité*, égale par définition à l'inverse de la proportion de lumière visible qu'elle laisse passer $\left(\text{opacité} = \frac{\text{incident}}{\text{transmis}}\right)$, ou par sa *densité*, qui est le logarithme de l'opacité. Si l'on prend comme abscisses les logarithmes des intensités qui ont agi sur la plaque (ou, ce qui revient au même, les logarithmes des largeurs des diaphragmes), et comme ordonnées les densités correspondantes, on a une ligne droite. On tracera donc la droite : log largeur des diaphragmes — log opacité ; on placera sur cette droite la valeur de log opacité obtenue à travers l'absorbant, et l'on en déduira quel diaphragme il aurait fallu employer pour avoir exactement l'identité d'action photographique.

Pour le tube à absorption, il est rationnel d'employer une longueur d'autant plus grande que le coefficient d'absorption est plus faible, car si, pour une radiation donnée, le tube est trop court, le coefficient se trouve très mal déterminé, et s'il est trop long, plus rien ne passe. Les mesures se font bien quand la proportion de lumière transmise est de l'ordre de $\frac{1}{10}$. On peut agir aussi sur la proportion d'ozone, mais seulement entre certaines limites. Comme l'absorption varie beaucoup d'une radiation à une autre, nous avons employé des tubes ayant comme longueur, en centimètres : 0,92 ; 7,08 ; 49,7 et 194,6.

---

[1] *Comptes Rendus de l'Académie des sciences*, 3 février 1912.

Un courant d'oxygène sec, provenant d'un réservoir où le gaz est comprimé, traverse un ozoneur Berthelot, puis le tube à absorption, et enfin le dispositif de dosage. Cette dernière opération est faite par la méthode de Ladenburg et Quasig [1] : le gaz barbote dans deux flacons laveurs contenant une solution neutre d'iodure de potassium (166 grammes par litre) ; on laisse passer 1 litre du gaz à analyser, mesuré dans un ballon jaugé où le gaz sortant est recueilli sur la cuve à eau. Le liquide contenu dans les flacons (100 centimètres cubes) est alors additionné de 10 grammes d'acide sulfurique, et l'iode libre est dosé par une solution d'hyposulfite de sodium. La solution d'hyposulfite contient 24gr,8 de sel cristallisé dans 1 litre, et chaque centimètre cube de ce liquide correspond à 2mg,4 d'ozone. Ce dosage n'est fait que lorsque le courant a circulé assez longtemps pour assurer l'homogénéité du gaz dans tout l'appareil ; un robinet à trois voies permet de diriger le courant de gaz dans les flacons laveurs au moment voulu. Le dosage de l'ozone et la pose photographique à travers le tube à absorption sont faits en même temps. On peut faire varier, d'une expérience à une autre, la proportion d'ozone contenue dans le mélange en employant un courant gazeux plus ou moins rapide; la teneur en ozone a varié entre 13 et 60 milligrammes par litre. Pour le calcul des observations, il est commode de représenter la quantité d'ozone présente dans le tube par l'épaisseur de la couche d'ozone pur à 0° et 76 centimètres équivalente à l'ozone dilué dans toute la longueur du tube : si l est la longueur du tube à absorption et m la concentration en ozone, exprimée en milligrammes par litre, l'épaisseur équivalente en ozone pur mesuré dans les conditions normales est :

$$x = \frac{ml}{2150};$$

x a varié entre 6 centimètres et 80 microns environ.

Manière d'exprimer les résultats. — L'expérience donne la proportion de radiation transmise par une épaisseur connue d'ozone. Il faut ramener par le calcul à ce que l'on aurait si l'épaisseur était 1.

Les résultats s'expriment par la valeur de la *constante d'absorption* α définie par la formule :

$$I = I_0\, 10^{-\alpha x},$$

(1) Voir Treadwell, *Chimie analytique*, t. II, p. 631.

dans laquelle I et I_0 sont les intensités avant et après l'absorption et x l'épaisseur, en centimètres, d'ozone gazeux pur, ramené à 0° et 76 centimètres, traversée par la lumière.

Exemple d'une mesure. — La mesure donnée ici comme exemple est relative à la radiation 2536.

Longueur du tube à absorption..	l = 0,92 centimètre
Concentration en ozone.........	m = 19,4 milligrammes par litre
D'où : épaisseur d'ozone pur.....	x = 0,0083 centimètre
Durée des poses photographiques.	1 minute

Quatre poses sont faites sans interposition d'ozone, avec les quatre diaphragmes indiqués plus haut, et une pose à travers l'ozone avec le plus grand de ces diaphragmes. Après développement du cliché, les opacités des diverses images de la raie 2536 sont mesurées au microphotomètre. Le tableau suivant donne les résultats. La première colonne indique les largeurs des diaphragmes ; pour les poses faites sans interposition d'ozone, ces largeurs sont proportionnelles aux intensités agissantes. La deuxième colonne donne les logarithmes de ces largeurs, c'est-à-dire, à une constante près, les logarithmes de ces intensités. La troisième colonne contient les densités de la plaque photographique développée.

Largeur du diaphragme	Log. de l'intensité de la radiation agissante	Densité mesurée sur le cliché	
1,43 mm.	0,155	0,71	sans ozone.
3,04	0,483	1,03	
8,46	0,927	1,49	
21,85	1,339	1,835	
21,85		0,88	ozone interposé.

L'interpolation est faite graphiquement. En abscisses (*fig.* 1), on porte les valeurs du logarithme de l'intensité et en ordonnées les densités. Les points relatifs aux quatre poses sans ozone se trouvent en ligne droite ; sur cette droite, on place le point dont l'ordonnée est la densité 0,88 obtenue dans la pose à travers l'ozone. L'abscisse de ce point, égale à 0,33, donne le logarithme de l'intensité après passage à travers l'ozone avec diaphragme de 21^{mm},85. Sans ozone, avec le même diaphragme, le logarithme de l'intensité est 1,34. La différence, égale à — 1,01, est le logarithme de la proportion de radiation transmise par l'ozone.

Dans les mêmes conditions et sur la même plaque, une autre série

de poses a été faite, avec une durée de deux minutes. Elle est traitée comme la série de poses de une minute et donne une seconde détermination de l'absorption. On trouve que le logarithme de la proportion de lumière transmise est — 1,03.

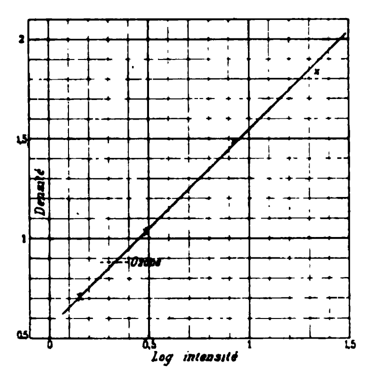


Fig. 1.

Prenant la moyenne des deux déterminations, on admettra que le tube laisse passer, pour la radiation considérée, une proportion de lumière dont le logarithme est — 1,02, c'est-à-dire que la transmission est de 9,55 0/0.

Si alors α est la constante d'absorption pour la radiation considérée et x l'épaisseur d'ozone contenue dans le tube, on a $\alpha x = 1,02$. Connaissant x ($0^{cm},0083$), on calcule α et l'on trouve $\alpha = 123$.

Résultats. — Nous avons répété ces mesures pour toute l'étendue du spectre entre les longueurs d'onde 2300 et 3400. Le tableau suivant donne les valeurs trouvées pour les diverses raies du mercure.

λ	Constante d'absorption
2 352	74
2 378	83
2 536	122
2 652	107
2 804	42,2
2 893	20,5
2 967	7,8
3 021	3,6
3 125	0,937
3 341	0,057

Par interpolation on a déduit de ces nombres les valeurs de la

constante pour des valeurs de λ de 100 en 100 angströms :

λ	Constante d'absorption
2 300	50
2 400	95
2 500	120
2 600	120
2 700	91
2 800	46
2 900	16,6
3 000	4,6
3 100	1,23
3 200	0,35
3 300	0,093
3 400	0,025

Le maximum a lieu vers 2550. Dans cette région, l'absorption est énorme : une couche de 25 microns d'ozone gazeux pur réduirait l'intensité à moitié ; à égalité de masse, l'ozone est plus absorbant pour cette radiation que les métaux pour le spectre visible.

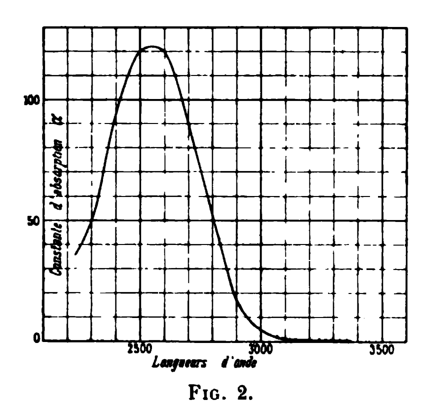


FIG. 2.

La *fig.* 2 donne les valeurs de la constante d'absorption α en fonction de λ.

Formule empirique. — Pour la comparaison avec l'absorption atmosphérique, la région intéressante est celle qui s'étend entre 2900 et 3300 environ ; dans cet intervalle, l'absorption par l'ozone décroît extrêmement vite lorsque la longueur d'onde augmente. Il est intéressant de chercher une formule empirique représentant la constante d'absorption en fonction de λ dans cette région. Une formule se présente d'elle-même si l'on porte en ordonnées non les valeurs de α, mais celles de $\log \alpha$. On voit alors que, dans la région

qui nous intéresse, la courbe est très exactement une ligne droite (voir *fig.* 3). La formule qui donne log α est alors :

(1) $$\log \alpha = 17{,}58 - 0{,}00564\,\lambda,$$

dans laquelle λ est la longueur d'onde exprimée en angströms.

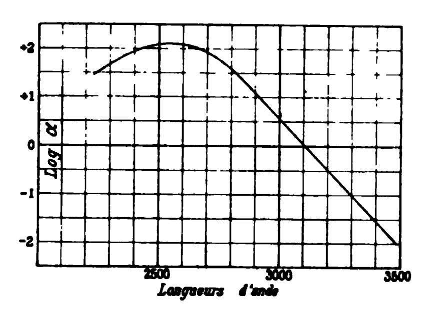


Fig. 3.

Limitation d'un spectre par absorption due à l'ozone. — Si, sur un faisceau de lumière à spectre continu, on interpose une couche de gaz contenant de l'ozone, la rapide variation de α en fonction de λ produit une limitation très brusque de l'extrémité ultra-violette du spectre, et la limite recule vers les grandes longueurs d'onde à mesure que croît l'épaisseur de gaz. Pour trouver la loi de variation de cette limite en fonction de l'épaisseur d'ozone, admettons que le spectre cesse d'être observable lorsque l'intensité est réduite par absorption à la fraction $\frac{1}{N}$ de l'intensité incidente. La limite sera définie par $10^{\alpha x} = N$, ou, en prenant deux fois les logarithmes

$$\log \alpha + \log x = C^{te}.$$

Remplaçant log α par sa valeur (1), on trouve pour la limite λ_m du spectre après absorption :

$$\lambda_m = 177 \log x + C^{te}.$$

Application à l'absorption atmosphérique. — Lorsque la lumière solaire traverse notre atmosphère, la longueur du chemin parcouru dans chaque couche varie, tant que le soleil n'est pas trop près de l'horizon, comme $\frac{1}{\cos z}$, z étant la distance zénithale du soleil ; par suite, quelle que soit la répartition de l'ozone dans l'atmosphère, l'épaisseur x de ce gaz pur traversée par la lumière varie aussi

comme $\frac{1}{\cos z}$. Si donc c'est l'absorption par l'ozone qui, seule, limite le spectre solaire, l'extrémité λ_m doit varier, en fonction de la distance zénithale z, d'après la formule :

$$\lambda_m = C^{te} - 177 \log \cos z. \quad (2)$$

Comparaison avec les résultats de Cornu. — Il y a trente ans, Cornu a résumé ses observations sur le spectre solaire [1] par une formule empirique qui donne la limite du spectre en fonction de la distance zénithale. Cette formule, résolue par rapport à la limite λ_m, est :

$$\lambda_m = C^{te} - 200 \log \cos z.$$

Elle est de même forme que la formule (2), et la valeur du coefficient de log cos z est presque la même.

Il faut remarquer que l'affaiblissement dû à la diffusion atmosphérique, qui varie en fonction de la longueur d'onde beaucoup moins vite que l'absorption par l'ozone, doit modifier la loi de variation de λ_m avec z. La concordance des deux formules est encore améliorée si l'on tient compte de cette influence.

Les observations de Cornu sont donc en accord avec l'hypothèse qui attribue à l'absorption par l'ozone la limitation du spectre solaire.

Quantité d'ozone présente dans notre atmosphère. — Les résultats qui précèdent laissent indéterminée la quantité d'ozone présente dans l'atmosphère. Pour la fixer, il faudrait avoir, au moins pour une radiation, la valeur numérique de l'absorption atmosphérique. Cette valeur peut être obtenue en étudiant la loi de décroissance de l'intensité de la radiation considérée en fonction de la distance zénithale du Soleil, selon la marche qui a été suivie par Langley, puis par Abbot dans la partie visible et infra-rouge du spectre solaire. Leurs mesures, faites par la méthode bolométrique, cessent vers $\lambda = 3500$, là où l'intensité des radiations solaires est trop faible pour être mesurée par les procédés qui réussissent dans les autres régions, et où précisément se pose la question que nous voulons étudier.

Nos mesures ont été faites par photométrie photographique, comme celles d'absorption par l'ozone. Nous n'avons jusqu'ici que des déterminations provisoires, faites pendant l'été très défavorable

(1) *J. de Phys.*, 1re série, t. X, p. 5, 1881, et *Comptes Rendus de l'Académie des sciences*, t. CXI, p. 941 ; 1890.

de 1912. Nous pouvons indiquer comme probable que, pour la radiation 3000, le Soleil étant au zénith, la proportion de radiation transmise est de l'ordre de $\frac{1}{100}$.

Pour produire cette absorption, il faut que l'atmosphère contienne une quantité d'ozone équivalente à une couche de 5 millimètres d'ozone pur sous la pression normale. Une pareille quantité d'ozone explique très bien l'ensemble des phénomènes observés, en particulier l'impossibilité absolue d'observer dans le spectre solaire les radiations de faible longueur d'onde. C'est ainsi que pour 2900 la proportion d'énergie transmise à travers cette couche d'ozone serait $\frac{1}{250.000.000}$. Il n'est donc pas surprenant que cette radiation n'ait jamais pu être observée dans le spectre solaire.

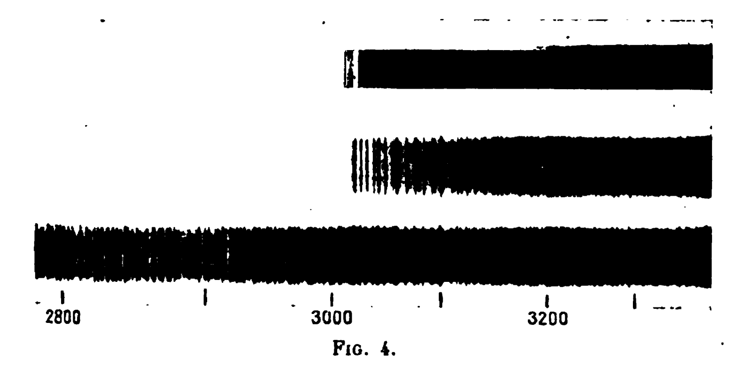


Fig. 4.

Comme illustration des propriétés absorbantes de notre atmosphère, nous avons réuni sur la *fig.* 4 les spectres suivants :

1° L'extrémité du spectre solaire obtenu lorsque le Soleil est près du zénith ; 2° le spectre de l'arc au fer photographié à travers une couche d'ozone de 5 millimètres d'épaisseur ; 3° le même spectre sans absorption. On voit que la loi de diminution d'intensité est tout à fait la même dans les deux cas.

Si la quantité d'ozone ainsi trouvée était répartie uniformément dans l'atmosphère, la proportion en volume serait de $0^{cm^3},6$ par mètre cube d'air. C'est là une teneur bien supérieure à celle que donnent les dosages chimiques de l'air des couches accessibles. Les dosages faits sur l'air des couches inférieures (1) conduisent à des

(1) A. Levy, *Ciel et Terre*, t. XIX, p. 291 ; 1898.

proportions d'ozone de l'ordre de $0^{cm^3},008$ par mètre cube, soit 75 fois moins que celle qui est nécessaire pour expliquer l'absorption. Si la proportion était constante dans toute l'atmosphère et égale à celle que les dosages chimiques indiquent pour les couches inférieures, l'absorption atmosphérique serait très faible : la radiation 3000 serait transmise dans la proportion de 93 0/0 et la radiation 2900 dans la proportion de 79 0/0. De telles transparences sont absolument inadmissibles, puisque la radiation 2900 n'a jamais pu être observée dans le spectre solaire (1). L'hypothèse la plus probable est que l'ozone existe seulement dans la très haute atmosphère, où il serait produit par la partie extrême du rayonnement ultra-violet solaire, qui, étant fortement absorbé par l'oxygène, ne peut agir que sur les couches les plus élevées de l'atmosphère.

Il serait intéressant de vérifier par une méthode optique le résultat des dosages chimiques de l'ozone contenu dans l'air des couches inférieures. Il suffirait pour cela d'étudier l'absorption atmosphérique sur le rayonnement ultra-violet d'une source artificielle entre deux stations distantes de quelques kilomètres.

EXPÉRIENCES SUR LA DURÉE D'ÉTABLISSEMENT DE LA BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE;

Par M. C. GUTTON.

Les expériences de M. Blondlot, de MM. Abraham et Lemoine, de M. James, celles que j'ai moi-même décrites (2) ont montré que la biréfringence électrique du sulfure de carbone a complètement disparu un temps très court après la suppression du champ de force électrique, mais rien n'autorise à conclure à l'existence d'un retard.

Les expériences que je vais décrire m'ont permis de constater que,

(1) Meyer (*loc. cit.*) a fait un calcul analogue en employant les valeurs de la constante d'absorption de l'ozone trouvées par lui. Ces valeurs étant différentes des nôtres, il est conduit à des résultats différents, mais également inadmissibles. C'est ainsi qu'il trouve que, pour la radiation 3 000, la transparence de l'atmosphère serait de 65 0/0 et que, pour 2 900, elle serait de 58 0/0. Il est surprenant que Meyer ait pu considérer ces résultats comme d'accord avec la réalité.

(2) R. Blondlot, *J. de Phys.*, 2e série, t. VII, p. 91; 1888; — H. Abraham et J. Lemoine, 3e série, t. IX, p. 262; 1900; — J. James, *Ann. der Phys.*, 4e série, t. XV, p. 954; 1904; — C. Gutton, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 51; 1912.

dans un champ de force d'intensité variable, les variations de la biréfringence ne suivent pas exactement celles de la force électrique.

Entre un polariseur et un analyseur à l'extinction dont les plans de polarisation sont inclinés à 45° sur l'horizon, sont disposés, l'un à la suite de l'autre, deux condensateurs immergés dans deux liquides différents, dont les biréfringences électriques sont de même signe. Les armatures sont reliées deux à deux et réunies aux conducteurs d'une machine de Holtz, les deux condensateurs sont donc constamment chargés à la même différence de potentiel. Les lignes de force sont horizontales entre les armatures du premier condensateur et verticales entre celles du second; les biréfringences électriques des deux liquides produisent par suite entre les deux composantes polarisées horizontalement et verticalement de la vibration lumineuse, des différences de marche en sens inverse. En réglant la distance entre les armatures de l'un des condensateurs, on peut faire en sorte que ces différences de marche se compensent exactement; la lumière reste alors polarisée rectilignement et l'analyseur continue à éteindre lorsqu'on charge les condensateurs.

Cette condition étant réalisée, par la manœuvre d'un interrupteur à bascule, on supprime les commuuications avec la machine de Holtz et on relie les armatures des condensateurs à un oscillateur qui produit des ondes de Hertz courtes et intenses. La force électrique entre les armatures est alors très rapidement variable et, comme les fils de jonction de ces armatures sont courts, les différences de potentiel restent constamment les mêmes pour les deux condensateurs.

Si la biréfringence électrique des deux liquides suivait instantanément les variations de la force électrique, le réglage fait pour les charges statiques subsisterait; or l'expérience montre que, pour retrouver l'extinction par l'analyseur, il faut modifier la distance des armatures de l'un des condensateurs.

On en conclut que la biréfringence ne suit pas instantanément les variations de la force électrique. S'il faut diminuer l'écart entre les armatures de l'un des condensateurs, c'est que la biréfringence du liquide qui le baigne n'a pas eu le temps de s'établir aussi complètement que celle de l'autre liquide, et que, par suite, la biréfringence de ce dernier suit plus exactement les variations d'intensité de la force électrique. L'inverse a lieu, s'il faut au contraire écarter les armatures.

Par cette méthode, j'ai constaté que les biréfringences électriques

de la nitrobenzine et de la naphtaline bromée s'établissaient plus vite que celle du sulfure de carbone, tandis qu'au contraire la benzine, le toluène et le cumène pur devenaient biréfringents dans un temps plus long. Les deux premiers liquides ont une constante de Kerr supérieure à celle du sulfure de carbone ; les deux derniers, au contraire, une constante plus petite.

Description des appareils. — Les armatures des condensateurs sont d'étroites bandes de laiton portées par des tiges de laiton vissées en leur milieu.

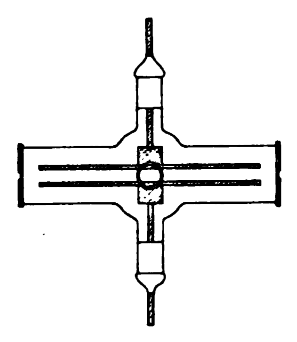


Fig. 1.

Le condensateur à armatures fixes (*fig.* 1), est enfermé dans un tube de verre fermé à ses extrémités par des glaces de 0^{mm},75 d'épaisseur. Ces glaces sont collées contre les bords rodés du tube par du silicate de potasse mélangé à un peu de poussière de craie ; on obtient ainsi un fixage solide, par une substance insoluble dans les liquides étudiés et qui, si on en emploie très peu, n'exerce pas sur les glaces des tractions qui les rendraient biréfringentes. Les tiges qui portent les armatures traversent deux tubulures latérales et y sont maintenues solidement par des bouchons et par un mélange de silicate et de craie. Une troisième tubulure soudée au-dessus du tube sert au remplissage.

Le second condensateur (*fig.* 2) est également enfermé dans un tube de verre fermé par des glaces. La tige qui porte l'une des armatures est fixée dans une tubulure inférieure. L'autre armature peut être déplacée de façon à modifier sa distance à la première. Ce mouvement est obtenu de la manière suivante. La tubulure inférieure du tube est fixée à une plaque d'ébonite encastrée dans l'une des branches d'une forte pince en chêne (*fig.* 3). L'armature mobile est

fixée par la tige qui la soutient à une plaque d'ébonite encastrée dans la seconde branche de la pince; la tige est scellée avec de la gomme-laque fondue dans un trou un peu trop large percé dans la plaque d'ébonite, celle-ci peut être un peu déplacée dans le logement creusé

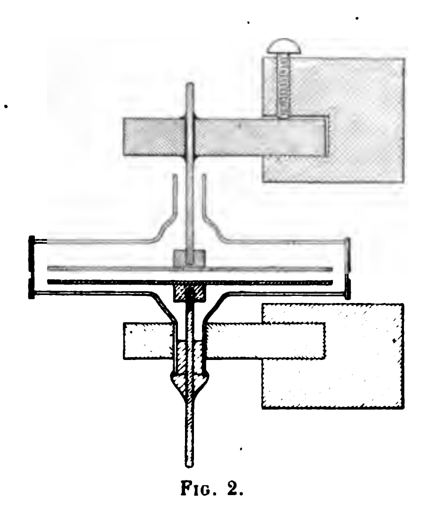


Fig. 2.

dans le bois, puis immobilisée par des vis ; les mouvements de l'ébonite, ceux de la tige lorsque la gomme laque n'est pas encore solide, permettent un réglage facile du parallélisme des armatures. Une forte vis de $0^{mm},75$ de pas sert à écarter les branches de la pince que

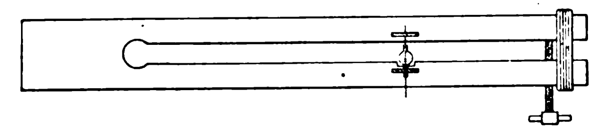


Fig. 3.

des anneaux de caoutchouc maintiennent serrées. En tournant la vis, on obtient un mouvement lent et régulier de l'armature du condensateur; la pince que j'ai employée avait 80 centimètres de longueur, 4 centimètres d'épaisseur; les branches avaient 4 centimètres de largeur. Lorsque le condensateur était en place entre le polariseur et l'analyseur, la branche inférieure était serrée par des presses contre deux solides montants en bois M et M' (*fig.* 4) fixés à la table.

Le condensateur à armatures fixes C, le polariseur et l'analyseur étaient montés sur les supports d'un banc d'optique. J'ai employé comme polariseur et comme analyseur des prismes de Glazebrook construits par M. Jobin.

Les armatures des condensateurs C et C′ sont réunies deux à deux par des fils de 25 centimètres de longueur; un interrupteur à bascule Il permet de mettre les milieux de ces fils en communication soit avec les conducteurs d'une machine de Holtz, soit avec un oscillateur.

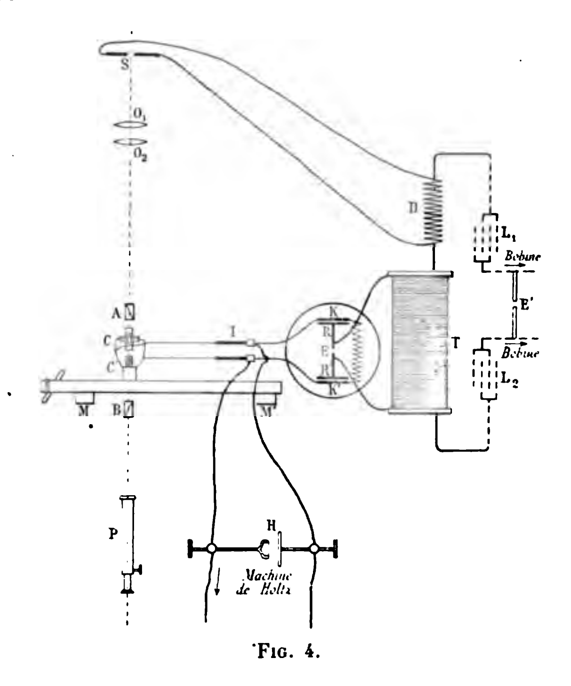


FIG. 4.

La différence de potentiel entre les conducteurs de la machine est maintenue à la grandeur convenable par une aigrette H de longueur réglable; cette aigrette jaillit entre un fil très fin et un plateau.

L'oscillateur est complètement immergé dans l'huile de vaseline; l'étincelle oscillante éclate entre les extrémités en regard de deux tiges de laiton RE et R′E; aux extrémités opposées des tiges sont soudées des plateaux circulaires en cuivre de $8^{cm},5$ de diamètre. En face de ces plateaux et à 6 millimètres de distance environ se trouvent deux autres plateaux K et K′ réunis par un fil enroulé en

hélice, cette hélice a six spires de 4 centimètres de diamètre. Les deux fils le long desquels l'oscillateur envoie des ondes sont soudés aux plateaux H et K. La *fig.* 5 indique le mode de construction de cet oscillateur.

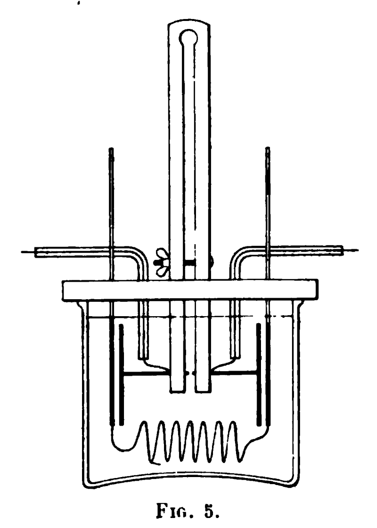


Fig. 5.

On produit l'étincelle oscillante en réunissant les deux tiges RE et R'E (*fig.* 4) au secondaire d'un transformateur de Tesla T, par deux fils qui passent dans des tubes de verre à paroi épaisse. On évite ainsi des étincelles entre ces fils. Le solenoïde primaire du transformateur de Tesla a ses deux extrémités respectivement réunies aux armatures externes de deux batteries L_1 et L_2 de six bouteilles de Leyde chacune. Les armatures internes sont reliées aux deux pôles d'une grosse bobine de Rumkorff dont le circuit inducteur est alimenté par un courant alternatif de fréquence 50 (30 volts, 12 ampères). Les deux batteries, montées en cascade par le circuit primaire du transformateur de Tesla, se déchargent par une étincelle E' très bruyante qui éclate entre deux charbons d'arc.

Dans ces conditions les ondes de Hertz obtenues sont très intenses ; on peut, entre les fils qui sortent de l'oscillateur et aboutissent aux condensateurs C et C', obtenir des étincelles de un centimètre de longueur environ ; à partir de cette longueur les étincelles deviennent de longues aigrettes violettes. Les aigrettes ont servi à déterminer la longueur d'onde des oscillations électriques. A cet

effet on envoie les ondes le long d'une ligne de deux fils parallèles de $0^{mm},5$ de diamètre, tendus à quelques centimètres l'un de l'autre La réflexion à l'extrémité produit un système d'ondes stationnaires amorties et les fils s'entourent d'une gaine lumineuse qui s'éteint à un quart de longueur d'onde de l'extrémité, réapparaît, puis présente un minimum d'intensité très visible à une demi-longueur d'onde au delà. Si on change le signe de la réflexion en réunissant les extrémités des deux fils, on observe la disparition des aigrettes à une demi-longueur d'onde de l'extrémité de la ligne. L'observation des aigrettes donne pour la demi-longueur d'onde 220 centimètres. Deux internœuds sont seuls visibles nettement, ce qui indique que les ondes sont très amorties.

Pour observer la biréfringence électrique, je me suis servi comme source de lumière, d'une étincelle S (*fig.* 4) de quelques millimètres de longueur, qui jaillit entre deux tiges de laiton ; elle est obtenue en réunissant ces tiges aux extrémités d'un solénoïde D intercalé sur le circuit primaire du transformateur de Tesla. Ce solénoïde a quinze spires de 16 centimètres carrés de section réparties sur une longueur de 10 centimètres. L'étincelle est très brillante et se produit au moment même où l'oscillateur charge les condensateurs; comme l'étincelle est de période beaucoup plus longue que les oscillations de Hertz, elle envoie de la lumière pendant tout le temps où la biréfringence électrique se produit. Les étincelles sont assez fréquentes pour que leur lumière ne scintille pas. L'emploi de l'étincelle, qui n'éclaire qu'à l'instant même où l'on a besoin de lumière, est ici très avantageux. Afin de ne rien modifier aux conditions de l'expérience, c'est aussi cette étincelle qui a servi de source lumineuse, lors des observations avec des charges statiques.

L'étincelle S est au foyer d'une lentille O_1 de 20 centimètres de distance focale; une seconde lentille O_2 de 60 centimètres de foyer fait converger la lumière entre les deux condensateurs. Le faisceau est limité aux dimensions convenables par des diaphragmes en papier noir collés sur les glaces qui ferment les tubes contenant les condensateurs. L'ouverture de ces diaphragmes est un petit rectangle de 2 millimètres et 1 millimètre de côtés. On observe à travers l'analyseur avec une lunette mise au point sur l'ouverture d'un des diaphragmes.

Les faisceaux lumineux utilisés sont très étroits, car la largeur des armatures des condensateurs employés ne dépasse pas 5 millimètres.

Un oscillateur de Hertz à courte période ne fournit en effet à chaque oscillation que de faibles charges; pour obtenir entre les armatures une grande différence de potentiel et un champ de force électrique, intense, on est donc obligé de réduire la capacité en ne donnant aux armatures qu'une faible largeur.

Les tubes contenant les condensateurs sont remplis avec un entonnoir dont le tube a été tiré en pointe. et les liquides sont soigneusement filtrés au moment même du remplissage. Il faut laver les tubes un grand nombre de fois avec le liquide filtré afin d'éliminer les poussières; celles-ci seraient, en effet, attirées entre les armatures et dépolariseraient la lumière.

Expériences. — Le tube contenant le condensateur à armature mobile est rempli de sulfure de carbone et mis en place, on dispose horizontalement les plans des armatures. Les armatures de l'autre condensateur ont leurs plans verticaux. La lumière étant polarisée par un prisme de Glazebrook dont le plan de polarisation est incliné à 45° sur l'horizon, on met le prisme analyseur à l'extinction.

On charge ensuite les deux condensateurs à l'aide de la machine de Holtz. La biréfringence électrique des liquides fait réapparaître la lumière, on l'éteint en agissant sur la vis qui règle la distance des armatures du condensateur à sulfure de carbone; la biréfringence de ce dernier compense alors exactement celle de l'autre liquide.

Un tour de la vis déplace l'armature mobile de $0^{mm},43$ et on peut déterminer la position de la vis pour laquelle la lumière disparaît à environ 10 degrés d'arc près.

Ce réglage étant réalisé, on coupe, par la manœuvre de l'interrupteur, les communications entre la machine de Holtz et les condensateurs, puis on relie ceux-ci à l'oscillateur de façon à créer entre les armatures un champ de force d'intensité rapidement variable. La lumière réapparaît à nouveau et, pour l'éteindre, il faut, pour certains liquides, diminuer l'écart des armatures du condensateur à sulfure de carbone et pour d'autres, au contraire, l'augmenter.

Cette première expérience étant faite, on en contrôle le résultat en passant successivement un grand nombre de fois des charges statiques aux charges oscillantes.

L'égalité des biréfringences de deux liquides différents compris entre les armatures des condensateurs ne subsistant pas pour les charges oscillantes, on en conclut que la biréfringence ne s'établit

pas instantanément et que, pendant la durée très courte de la charge, elle est plus complète pour l'un des liquides que pour l'autre.

Si, pour rétablir l'extinction, on doit rapprocher les armatures du condensateur à sulfure de carbone, c'est que la biréfringence de ce dernier liquide s'est établie moins complètement que celle de l'autre ; si, au contraire, on doit éloigner les armatures, c'est qu'elle suit plus exactement les variations de la force électrique.

J'ai vérifié que le réglage fait pour les charges statiques subsiste exactement pour les charges oscillantes lorsque les deux condensateurs sont immergés dans le même liquide.

A la suite de mesures de la constante de Kerr du sulfure de carbone, M. Elmen(1) a annoncé que la loi de Kerr était en défaut pour les forces électriques très petites, inférieures à 200 volts par millimètre, et que la constante de Kerr n'était pas invariable, mais diminuait beaucoup dans les champs très faibles. M. Voigt (2) n'admet pas complètement ce résultat et pense qu'on doit peut-être l'attribuer à une imperfection possible de la théorie du compensateur employé, lorsque les biréfringences deviennent extraordinairement petites.

Si la loi de Kerr n'était pas exacte et que la biréfringence varie en fonction de la force électrique suivant une loi différente pour les divers liquides, il se pourrait qu'indépendamment de toute influence du temps de charge la compensation réalisée pour des charges statiques ne subsiste pas pour les charges oscillantes. Quoique M. Elmen ne trouve d'écarts à la loi de Kerr que pour des champs extrêmement petits par rapport à la valeur moyenne de ceux que j'ai utilisés, je me suis cependant assuré que la position de l'armature du condensateur à sulfure de carbone qui donne l'extinction était indépendante de la grandeur de la différence de potentiel statique en faisant varier cette dernière depuis la plus petite valeur pour laquelle l'observation est possible jusqu'à celle pour laquelle l'étincelle jaillit dans le sulfure de carbone. J'ai fait la même constatation pour des ondes de différentes intensités obtenues en changeant la longueur de l'étincelle de l'oscillateur. On doit donc bien conclure que les phénomènes observés sont dus à ce que les deux expériences ne suivent pas exactement les variations d'intensité du champ électrique.

(1) Elmen, *Phys. Review*, t. XX, p. 54 ; 1905 ; — *J. de Phys.*, 4e série, t. V, p. 614 ; 1906.
(2) W. Voigt, *Magneto- und Electrooptik*, p. 333 ; 1908.

Résultats. — J'ai comparé au sulfure de carbone la naphtaline bromée, le nitrobenzène, le cumène, le toluène, la benzine et le chloroforme.

Les dimensions des condensateurs doivent être différentes pour ces divers liquides dont les constantes de Kerr ont des grandeurs très dissemblables. Je me suis servi de deux condensateurs à armature mobile immergés dans le sulfure de carbone.

Le premier a servi lors des expériences relatives à la naphtaline bromée, au nitrobenzène et au chloroforme, le second a été utilisé pour étudier le cumène, le toluène et le benzène. Les dimensions des armatures sont les suivantes :

	I	II
Longueur...........	80 m m.	43 m/m.
Largeur............	5 m/m.	4 m/m ,6.

Naphtaline bromée. — Le condensateur contenant la naphtaline bromée avait 62 millimètres de longueur, 5 millimètres de largeur d'armature et 3mm,6 de distance entre les armatures.

L'extinction était obtenue pour les charges statiques pour une distance de 2mm,1 entre les armatures du condensateur I à sulfure de carbone. Lors de la charge par les oscillations hertziennes, il fallait, pour conserver l'extinction, diminuer cette distance de $\frac{1}{26}$ de sa valeur. La biréfringence électrique de la naphtaline bromée suit donc plus exactement que celle du sulfure de carbone les variations de la force électrique.

Les dimensions des deux condensateurs montrent que la constante de Kerr de la naphtaline bromée est environ trois fois celle du sulfure de carbone, mais on ne peut en déduire exactement le rapport de ces constantes, car à cause de la faible largeur des armatures, les champs de force, n'étaient pas uniformes et que, tandis que le faisceau lumineux passait au milieu de l'intervalle entre les armatures du condensateur naphtaline bromée, il passait, nécessairement, près de l'armature fixe du condensateur à sulfure de carbone.

Nitrobenzène. — A cause de la grande constante de Kerr du nitrobenzène, on est obligé d'employer un condensateur de très faible capacité. Les armatures avaient 10 millimètres de longueur, 4mm,5 de largeur et leur distance était de 7mm,5. L'extinction était établie pour les charges statiques lorsque la distance des armatures de condensateur I à sulfure de carbone était de 2mm,7 ; on la retrouvait

pour les charges variables en diminuant cette distance de $\frac{1}{25}$ de sa grandeur. Comme celle de la naphtaline bromée, la biréfringence du nitrobenzène suit plus exactement que celle du sulfure de carbone les variations de la force électrique.

La constante de Kerr du nitrobenzène est 99 fois celle du sulfure de carbone.

Cumène, toluène et benzène. — Pour ces trois liquides, les constantes de Kerr sont plus petites que celle du sulfure de carbone, les rapports à cette dernière sont respectivement 0,31, 0,24 et 0,12 ([1]). On a employé le condensateur II à armature mobile pour le sulfure de carbone et pour les trois liquides, un condensateur ayant 145 millimètres de longueur, $2^{mm},8$ de largeur d'armature et $3^{mm},8$ de distance entre les armatures.

Il a fallu, lorsque les charges oscillantes ont remplacé les charges statiques, augmenter l'écart des armatures du condensateur à sulfure de carbone pour conserver l'extinction; au contraire de ce qui arrive pour la naphtaline bromée et le nitrobenzène, les biréfringences électriques du cumène, du toluène et du benzène suivent donc les variations de la force électrique moins exactement que celle du sulfure de carbone.

Les épaisseurs du condensateur à sulfure de carbone réglé pour l'extinction lors des charges statiques étaient $3^{mm},3$ pour le cumène, $4^{mm},4$ pour le toluène, 5 millimètres pour le benzène. Il a fallu, pour conserver l'extinction pour les charges oscillantes, diminuer ces distances de $\frac{1}{90}$, $\frac{1}{50}$ et $\frac{1}{40}$ de leur valeur.

Chloroforme. — Le chloroforme a une biréfringence électrique négative égale, d'après Schmidt ([2]), à celle du sulfure de carbone. La compensation a été obtenue pour les charges statiques lorsque la distance entre les armatures du condensateur I à sulfure de carbone était 3 millimètres. Les armatures du condensateur immergé dans le chloroforme avaient 75 millimètres de longueur, 5 millimètres de largeur et étaient à une distance de $3^{mm},8$. La biréfringence du chlo-

([1]) *Recueil de constantes physiques*, publié par la Société française de Physique, tableau 285.

([2]) *Recueil de constantes physiques*, et W. Schmidt, *Ann. der Physik*, 4e série, t. VII, p. 142; 1902.

roforme étant négative, les armatures des deux condensateurs devaient être horizontales.

L'extinction est à peu près conservée pour les charges oscillantes, car il suffit, pour la retrouver exactement, d'augmenter de 200 environ de sa valeur la distance des armatures du condensateur à sulfure de carbone.

Conclusions. — Il résulte des expériences précédentes que la biréfringence électrique des liquides n'est pas instantanée. Elle s'établit plus vite que celle du sulfure de carbone pour ceux des liquides étudiés qui ont une constante de Kerr plus grande; moins vite, au contraire, pour ceux dont la constante de Kerr est plus faible.

La biréfringence électrique du chloroforme est égale et de signe contraire à celle du sulfure de carbone ; on a trouvé qu'elle s'établissait un peu moins vite, la différence des durées d'établissement étant d'ailleurs extrêmement petite.

La viscosité, au moins pour des liquides aussi mobiles que ceux qui ont servi, ne paraît avoir sur la durée d'établissement de la biréfringence qu'une influence secondaire.

D'après la théorie de l'orientation moléculaire émise par Larmor, par MM. Cotton et Mouton, puis développée par M. Langevin [1], la biréfringence électrique ne serait pas instantanée, car l'orientation des molécules nécessite un temps de l'ordre du temps de relaxation de Maxwell. Le résultat des expériences est donc d'accord avec cette théorie.

Comme l'ont montré les expériences, l'orientation est d'autant plus rapide que la biréfringence est plus considérable, et par suite le moment électrique de la molécule plus grand.

---

(1) P. Langevin, *le Radium*, t. VII, p. 249; 1910.

CONSIDÉRATIONS SUR LES RÉSULTATS D'UN ALLÉGEMENT INDÉFINI DES MOTEURS;

Par M. ESNAULT-PELTERIE (1).

Les idées qui vont être développées ci-après ont été suggérées à l'auteur par les résultats qu'ont permis d'atteindre à l'heure actuelle les moteurs légers. Il a été graduellement conduit à se demander ce qui pourrait résulter d'un allégement poussé encore beaucoup plus loin. Si même l'on suppose un instant que le poids par cheval puisse être diminué quasi indéfiniment, quelles possibilités s'offriraient ainsi à l'homme? le progrès se bornerait-il à de très grands perfectionnements apportés à l'aviation ou irait-il jusqu'à ouvrir des horizons nouveaux? Quels seraient ces horizons?

De nombreux auteurs ont fait du voyage de l'homme d'un astre à l'autre un sujet de roman. Tout le monde se rendant compte sans longue réflexion ni grande peine de l'impossibilité qu'il comporte, il ne semble pas que l'on ait jamais songé à rechercher quelles exigences physiques il présenterait et de quel ordre de grandeur seraient les phénomènes à mettre en jeu pour le réaliser.

C'est là, uniquement, le but du présent travail, qui n'est, répétons-le, qu'une suite de réflexions appuyées sur des calculs.

I

La première difficulté qui s'offre à notre esprit est qu'entre les astres il n'y a point d'atmosphère et que, par conséquent, l'aéroplane lui-même n'y saurait trouver le point d'appui, pourtant si fuyant, qui qui lui est nécessaire.

Les difficultés d'ordre physiologique seront examinées plus loin. Bornons-nous pour l'instant à voir si nos connaissances mécaniques nous indiquent la possibilité d'un moteur qui, sans le secours d'aucun point d'appui, soit capable de propulser un véhicule. Si étrange que cela semble à celui qui n'y a jamais songé, elles nous l'indiquent, et ce moteur existe même depuis fort longtemps : c'est la

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 15 novembre 1912.

fusée. (Le canon de Jules Verne qui écraserait ses voyageurs au départ n'est guère qualifiable de « moteur propulsant un véhicule ».)

L'on dit fréquemment que la fusée se propulse par réaction « sur l'air ». La première partie de cette locution est exacte, mais la seconde partie « sur l'air » est fausse; une fusée se mouvrait exactement aussi bien *et même mieux* dans le vide que dans l'air.

Pour prendre un exemple qui parle davantage aux yeux, supposons qu'une mitrailleuse soit fixée sur un chariot, lequel puisse glisser sans frottement sur des rails parallèles à son canon. A chaque coup tiré, la mitrailleuse va prendre un mouvement de recul dont la loi mécanique est bien connue :

Les quantités de mouvement acquises par la mitrailleuse et son chariot d'une part et par le projectile d'autre part, sont égales et de signe contraire et la résistance de l'air n'intervient dans le phénomène que pour diminuer les vitesses acquises.

Dans la fusée, le projectile est constitué par les gaz de la combustion qui sont émis d'une façon continue.

Soient : M_0 la masse totale du mobile au départ, M sa masse au temps t, et dm l'élément de la masse du fluide qui s'écoule pendant l'élément de temps dt considéré.

Supposons tout d'abord que l'émission du fluide se fasse par rapport au mobile à une vitesse constante v et avec un débit masse également constant μ. Nous appellerons V la vitesse acquise par le véhicule, F la force de propulsion et γ l'accélération au temps t.

Le calcul montre que le phénomène est représenté par les équations :

(1) $$-\, M dV = \mu v dt = v dm.$$

Nous observerons que si le mobile tout entier était constitué d'explosif consommable (conception purement théorique, qui présente un certain intérêt) il serait entièrement consommé au bout d'un temps :

(2) $$T = \frac{M_0}{\mu}.$$

L'introduction de ce temps limite dans la formule qui définit V en fonction de t donne :

$$(T - t)\, dV = v dt\,;$$

d'où :

(3) $$V = v \log \frac{(T - t)}{T}.$$

Ce qui donne pour :

$$t = T$$
$$V = -\infty \text{ (nous avons supposé } v \text{ positif).}$$

Cela n'a pas lieu de nous surprendre, puisque la propulsion est demeurée constante pendant que la masse diminuait, au fur et à mesure de l'émission de gaz propulseur, jusqu'à devenir nulle. L'accélération elle-même devait donc croître en tendant vers l'infini.

L'expression du déplacement x en fonction de t est :

$$x = -v \left\{ T \left[\left(\frac{T-t}{T} \right) \log \frac{T-t}{T} \right] + t \right\}$$

et le chemin ainsi parcouru, après consommation totale :

$$X_T = -v \,.\, T.$$

Hors de toute autre considération, nous venons ainsi de voir que la propulsion dans le vide n'est point une impossibilité. Néanmoins ne suffit-il pas de mouvoir un véhicule, il faut le diriger.

Dans le cas présent, il n'y a là, non plus, aucune difficulté *de principe :*

Pour faire dévier le mobile de la trajectoire, il suffirait d'incliner le propulseur de telle sorte que la direction de la force qu'il développe soit inclinée sur cette trajectoire.

Si les déplacements possibles du propulseur ne permettaient pas d'obtenir la rotation en tous sens, un ou deux petits propulseurs auxiliaires pourraient rendre la maniabilité complète.

II

Si l'on veut éloigner un corps pesant du centre d'un astre, il faut dépenser de l'énergie.

Considérons une masse M à la distance x du centre d'un astre dont le rayon est R, soit γ l'accélération de la pesanteur à la surface de cet astre. Pour écarter le mobile de dx, il va falloir produire un élément de travail :

$$d\mathcal{T} = M\gamma \frac{R^2}{x^2} dx.$$

Ce qui nous donne :

$$\mathfrak{T} = M\gamma R \left(1 - \frac{R}{x}\right).$$

Nous voyons de suite que, pour éloigner une masse déterminée jusqu'à l'infini, le travail à fournir est fini et exprimé par :

$$\mathfrak{T} = M\gamma R.$$

Ou bien encore, en appelant P le poids du corps considéré à la surface de l'astre :

$$\mathfrak{T} = PR.$$

Nous voyons aussi que si nous considérons le poids du corps comme le résultat du principe de l'attraction universelle appliquée à l'astre et au corps, nous pouvons écrire en appelant U la masse de l'astre :

$$P = k\,\frac{MU}{R^2}$$

Ce qui nous donne pour l'expression du travail à fournir pour écarter le corps jusqu'à l'infini :

$$\mathfrak{T} = k\,\frac{MU}{R}.$$

Si donc, à partir de la surface d'un astre, on imprimait à un corps une vitesse suffisamment grande l'écartant de l'astre, ce corps s'en éloignerait indéfiniment.

Pour la terre cette vitesse minimum serait de 11.280 mètres à la seconde. C'est-à-dire qu'un projectile lancé de la surface de la terre à une vitesse supérieure à celle-là (abstraction faite de la résistance de l'air) ne retomberait jamais.

Cette vitesse critique est du reste précisément celle que prendrait un mobile tombant sur la terre depuis l'infini et sans vitesse initiale par rapport à la planète.

La loi du mouvement de ce mobile serait représentée par l'équation :

$$V^2 = 2g\,\frac{R^2}{x}.$$

Nous voyons donc que pour $x = R$:

$$1^\circ \quad V_R = -\sqrt{2gR}\,;$$

$$2^\circ \quad \frac{1}{2} mV^2 = PR.$$

Pour la terre, cette vitesse limite V_R est bien de :

11.280 mètres à la seconde.

Il a été dit plus haut que, pour éloigner un corps à l'infini d'un astre et si nous appelons P son poids à la surface de l'astre et R le rayon de l'astre, il faut dépenser un travail :

$$\mathfrak{T} = PR.$$

Pour un corps pesant 1 kilogramme sur la terre, ce travail serait :

$\mathfrak{T} = 6.371.103$ kilogrammètres eq[t] à 14.970 calories.

Rappelons-nous que 1 kilogramme de mélange d'hydrogène et d'oxygène en proportion convenable renferme 3.860 calories par kilogramme ; 1 kilogramme de poudre composée de fulmicoton et de chlorate de potasse renferme 1.420 calories par kilogramme. Nous voyons donc que le mélange oxygène-hydrogène renferme à peine plus du quart de ce qui lui serait nécessaire pour pouvoir se libérer de l'attraction terrestre. Par contre 1 kilogramme de radium, dégageant pendant sa vie entière $2{,}9 \cdot 10^9$ calories, contiendrait 194.000 fois plus d'énergie qu'il n'en faudrait. Nous ne parlerons pas, pour l'instant, du rendement du moteur à réaction.

Si nous considérons un mobile qui s'éloigne d'un astre selon un mouvement accéléré de loi quelconque, nous voyons qu'à partir du moment où sa vitesse sera plus grande que celle qu'il aurait au même point en sens inverse, tombant de l'infini sans vitesse initiale, il deviendrait inutile de lui communiquer davantage d'énergie pour l'éloigner. Son énergie cinétique assurerait le mouvement indéfiniment.

La loi du mouvement d'un mobile soumis à une force constante F supérieure à son poids, dirigée verticalement et centrifuge par rapport à l'astre serait représentée par l'équation :

$$v = \sqrt{2Ax + \frac{2gR^2}{x} - 2R(A + g)}.$$

Le mobile atteindrait une vitesse permettant la cessation de la propulsion à une distance du centre de l'astre :

$$x = R\left(1 + \frac{g}{A}\right) \qquad \text{où} \qquad A = \frac{F}{M}.$$

Nous voyons que si le mobile pouvait se décoller de la terre sous un effort propulsif ascensionnel juste égal à son poids, c'est-à-dire si :

$$A = g.$$

il atteindrait cette vitesse critique à une distance au centre de la terre égale à deux rayons terrestres, soit à une altitude égale au rayon terrestre.

Cette remarque attire notre attention sur ce qu'un mobile pourrait parfaitement se détacher d'un astre à l'aide d'un effort de propulsion inférieur à son poids. Si l'astre possède une atmosphère, le mobile pourra en effet fonctionner d'abord en aéroplane, s'élevant graduellement et augmentant sa vitesse au fur et à mesure de la raréfaction de ladite atmosphère, jusqu'au moment où la vitesse critique correspondant à l'altitude atteinte serait obtenue.

III

Voyons maintenant l'ordre de grandeur des énergies à mettre en jeu si nous voulions, par ce procédé, transporter un mobile de la terre à la lune et le ramener à la terre.

Nous considérerons que l'opération s'effectue en trois phases :

1° Le mobile est accéléré jusqu'à la vitesse critique de libération ;

2° Le propulseur est arrêté, le mobile continue par la vitesse acquise ;

3° Au point voulu, il est retourné bout pour bout et le moteur remis en marche ralentit la vitesse de façon à la rendre nulle au contact de la surface lunaire.

Première phase. — Nous appliquons au mobile une force :

$$F = \frac{11}{10} \cdot P, \qquad \text{donc} \qquad A = \frac{11}{10}\,g$$

qui paraît devoir être acceptable dans l'hypothèse où le véhicule contiendrait des êtres vivants.

La distance critique est alors :

$$X = \frac{21}{11} \cdot R$$

correspondant à une altitude de 5.780.000 mètres au-dessus du sol.

La vitesse à cet instant, sera :

$$V = 8.180 \text{ mètres à la seconde.}$$

Le temps nécessaire pour atteindre ce point serait approximativement :

$$t = 24^{m}\,9^{s}.$$

Deuxième phase. — Le mobile continue sa route par inertie ; il est sollicité à chaque instant par les attractions inverses de la planète et de son satellite.

Soient : P, le poids du mobile à la surface de la terre, P_l son poids à la surface de la lune et ρ le rayon lunaire, $D = x + y$ la distance des deux astres, le calcul donne :

$$v = \sqrt{2\left(g\,\frac{R^2}{x} + 0{,}165\,.\,g\,\frac{\rho^2}{y} + 0{,}820\,.\,10^6\right)}$$

Au point où l'attraction de la terre et de la lune s'annulent, cette vitesse sera :

$$v = 2.030 \text{ mètres à la seconde.}$$

C'est la vitesse la plus faible.

A l'arrivée à la surface lunaire, elle deviendrait environ :

$$v = 3.060 \text{ mètres à la seconde.}$$

La vitesse en chute libre de l'infini sur la lune serait :

$$v_\infty = 2.370 \text{ mètres à la seconde.}$$

Le temps employé à parcourir la seconde phase peut être approximativement calculé en faisant abstraction de l'action de la lune qui est absolument insensible sur le trajet total.

Il serait le même que le temps employé par le mobile en chute libre pour revenir de la distance de la lune au point où nous avions

arrêté le moteur :

$$t = 48^h\,30^m.$$

Troisième phase. — Il faut maintenant enrayer la vitesse en retournant le mobile bout pour bout comme nous l'avons dit, et en remettant le moteur en marche.

Quelle va être la loi de ce ralentissement ?

Nous pourrions l'établir comme pour la terre, mais l'attraction de la lune étant beaucoup plus faible, et comme il n'y a aucune utilité pour l'instant à avoir une bien grande précision, nous retrancherons de l'accélération due au propulseur la demi-accélération à la surface lunaire, et nous supposerons le mouvement uniformément ralenti sous l'action de cette accélération fictive. Nous trouvons ainsi qu'il faut retourner le véhicule à une distance de la surface lunaire :

$$d = 250.000 \text{ mètres.}$$

Ce point est si près de la lune qu'en raison du caractère non rigoureux des présents calculs, le temps nécessaire pour y parvenir peut être confondu avec celui nécessaire pour parvenir à la lune elle-même.

Le temps de la période de freinage sera :

$$t = 226^s = 3^m\,46^s.$$

De telle sorte que le temps total est approximativement :

Première phase...........	$0^h\,24^m\,9^s$
Deuxième phase...........	$48^h\,30^m$
Troisième phase...........	$0^h\,3^m\,46^s$
	$48^h\,58^m$ environ.

Le retour pourrait s'effectuer à peu près en suivant l'ordre inverse et dans le même temps.

Il faut remarquer que, par ce moyen, le propulseur ne fonctionne que pendant 28 minutes à l'aller et autant au retour à moins que l'on n'utilise au retour l'atmosphère terrestre pour s'y freiner graduellement, cas dans lequel les 28 minutes de fonctionnement au départ, plus ce qui serait utile pour donner la direction, pourrait suffire.

Nous allons voir maintenant la puissance réellement nécessaire pour réaliser ces conditions minima et le rendement de moteur qui en résulte par rapport au travail théorique fourni.

Si nous considérons un véhicule de 1.000 kilogrammes sur lesquels 300 kilogrammes sont consommables.

Et si le moteur doit, comme nous l'avons vu, pouvoir marcher $27^m + 3^m,5$, soit, pour avoir une certaine marge :

$$35^m = 2.100 \text{ secondes.}$$

le débit poids devra être :

$$\eta = \frac{300}{2.100} = 0^{kg},143,$$

d'où la vitesse d'expulsion du fluide :

$$v = 65.300 \text{ mètres à la seconde.}$$

Soit à fournir par kilogramme de combustible :

$$T = 217,2 \cdot 10^6 \text{ kgm ou } 512 \cdot 10^3 \text{ calories,}$$

on voit que le mélange $H^2 + O$ contiendrait 133 fois trop peu d'énergie et les explosifs les plus violents 360 fois trop peu.

Par contre 1 kilogramme de radium en contient 5.670 fois trop.

La puissance du moteur nécessaire à notre véhicule de 1.000 kilogrammes serait ainsi de :

$$\frac{300 \times 217,2.10^6}{2.100 \times 75} = 414.000 \text{ HP.}$$

Nous pouvons également constater que le rendement du moteur à réaction est dans le cas particulier bien mauvais. En effet, pour éloigner une masse de 1 kilogramme de la terre à l'∞, il faut lui communiquer 6.371.103 kilogrammètres, et nous en avons dépensé $217,2 . 10^6$, de telle sorte que le rendement en question est :

$$\rho = 0,0293.$$

Par ailleurs, il faudrait, pour communiquer à un gaz une vitesse d'expulsion de 65.300 minutes-sec. dans le vide, obtenir une température invraisemblable de $2,525 . 10^6$ degrés.

Dans l'air, ce serait pis encore, puisqu'en plus de cette température il faudrait une pression d'un ordre de grandeur analogue.

IV

A titre d'indication, nous pourrions supposer le mobile s'éloignant vers l'infini, et si nous supposions également que nous avons continué à faire fonctionner le moteur après l'instant de la vitesse critique, de telle sorte qu'il finisse par atteindre et conserver une vitesse voisine de 10 kilomètres à la seconde, les temps nécessaires pour atteindre les planètes les plus rapprochées au moment de leur conjonction avec la terre, seraient respectivement :

Pour Vénus	$47^j\,20^h$
Pour Mars................	$90^j\,15^h$

Ces chiffres sont simplement indiqués à titre de curiosité et il faut remarquer également en passant que la quantité de travail à fournir pour effectuer ce trajet ne serait pas extrêmement plus considérable que le minimum nécessaire pour détacher le mobile de la terre. En effet, une fois le véhicule parvenu à une assez grande distance, il continuerait sa route par inertie sans que l'attraction terrestre devenue très faible ralentisse sensiblement la vitesse.

Ceci revient à dire, en somme, que la difficulté serait de vaincre l'attraction terrestre ; mais si cette difficulté était un jour vaincue, il ne serait guère plus difficile d'atteindre une planète très éloignée qu'une planète très proche. Sous réserve bien entendu que l'on parvienne à rendre habitable pendant un temps suffisant un véhicule exigu et hermétiquement clos et sous réserve d'une autre difficulté que nous examinerons plus loin.

V

Dans tous les paragraphes précédents nous avons uniquement envisagé la possibilité théorique pour un mobile doué de propriétés spéciales de se déplacer entre la terre et la lune. C'est là un problème de mécanique pure qui ne touche pas à proprement parler la question de savoir si l'homme pourrait éventuellement un jour ou ne

pourra certainement jamais quitter son monde pour en explorer d'autres.

L'examen intégral de la question entraîne celui de l'examen des conditions physiologiques qu'il faudrait remplir pour que la vie soit possible dans de semblables conditions.

Les progrès réalisés dans les sous-marins peuvent dès maintenant faire considérer comme très possible dans l'avenir la régénération d'une atmosphère confinée pendant une centaine d'heures.

La question de la température mérite quelques considérations particulières. L'on dit couramment que les espaces interplanétaires sont à la température du 0 absolu; l'auteur pense que c'est là un non-sens.

Car la température n'existe que pour les corps matériels et le vide n'en saurait avoir aucune (les vases de Dewar le prouvent).

Si la quantité de chaleur reçue et absorbée dans l'unité de temps par notre véhicule est inférieure à la quantité de chaleur qu'il rayonne, sa température s'abaissera. Si la quantité de chaleur reçue et absorbée est supérieure à la quantité rayonnée, la température s'élèvera.

Il serait donc possible de constituer le mobile de telle sorte qu'une moitié de sa surface soit en métal poli et isolé calorifiquement de l'intérieur. L'autre moitié serait, par exemple, couverte de cuivre oxydé formant surface noire.

Si la face polie était tournée du côté du soleil, la température s'abaisserait; dans la position inverse, la température s'élèverait.

Toutes les difficultés qui viennent d'être envisagées ne semblent donc pas devoir constituer des impossibilités *de principe;* mais il va s'en présenter une nouvelle qui, bien qu'offrant encore une solution mécanique, n'en va pas moins compliquer encore le problème.

En effet dans le calcul que nous avons fait du voyage de notre véhicule de la terre à la lune, nous avons considéré que nous lui appliquions une accélération :

$$A = \frac{11}{10} g.$$

Et ceci jusqu'à une distance de 5.780 kilomètres de la surface terrestre. Pendant toute cette partie du trajet les voyageurs auront

donc la sensation de peser les onze dixièmes de leur poids. On peut espérer que, pour gênante que soit cette sensation, elle ne causera pas de trouble à l'organisme humain, mais le plus inquiétant est ce qui adviendra à partir de l'instant précité où la propulsion va être supprimée. A ce moment, brusquement le voyageur cesserait de peser et il aurait la sensation de tomber dans le vide, lui et tout l'appareil qui le contient.

Si l'organisme ne peut subir de telles vicissitudes, il faudra suppléer à l'absence de champ gravitant par la création d'une accélération artificielle constante, produite par le moteur. Si cette accélération est réglée de façon à être égale à celle de la pesanteur, le voyageur aura constamment la sensation de peser son poids normal, qu'il soit ou ne soit pas dans la zone d'attraction d'un astre.

Il est évident que ce procédé comporterait une énorme difficulté sous le rapport de la quantité d'énergie nécessaire et reporterait encore bien plus loin de nous les conditions de réalisation étudiées tout à l'heure et qui pourtant l'étaient déjà terriblement.

Si nous reprenons la formule qui représente la loi du déplacement d'un mobile soumis à une force constante à partir de la terre, et si nous supposons que jusqu'à l'obtention de la vitesse maximum entre la terre et la lune, nous utilisons une accélération égale aux $\frac{11}{10}$ de celle de la pesanteur, en suite de quoi toutes les autres manœuvres seront effectuées avec une accélération égale à celle de la pesanteur; l'action de la lune, pouvant être négligée en raison de sa petitesse, le calcul montre que le véhicule doit être retourné à une distance du centre de la terre égale à 29,5 rayons terrestres.

La vitesse à cet instant atteindrait 61.700 mètres-sec., puis le véhicule retourné serait freiné avec une force égale à son poids terrestre.

Le temps employé pour atteindre la lune serait :

$$t = 3^h\,5^m.$$

Mais, dans ce nouveau cas, le travail à fournir en reprenant l'hypothèse d'un véhicule de 1.000 kilogrammes dont 300 consommables atteindrait $67,2 \,.\, 10^6$ calories par kilogramme de combustible. C'est-à-dire 131 fois plus que dans le premier cas.

La dynamite serait 47.300 fois trop peu puissante, mais le radium le serait encore 433 fois trop.

Quant à la puissance nécessaire, elle serait de :

$$\frac{857 \cdot 10^{10}}{24.000 \times 75} = 4.760.000 \text{ HP}.$$

Si nous voulions maintenant supposer ce système à propulsion constante appliqué aux trajets aux planètes les plus proches et nous rendre compte des durées des voyages et des vitesses atteintes, nous trouverons que les vitesses maxima seront respectivement :

Pour Vénus	643 kilomètres à la seconde
Pour Mars..............	883 — —

et les temps employés pour y parvenir :

Pour Vénus....................	$35^h\ 4^m$
Pour Mars.....................	$49^h\ 20^m$

VII

Les vitesses maximum que nous venons de considérer sont évidemment invraisemblables ; toutefois faut-il remarquer qu'il existe au moins un corps céleste atteignant des vitesses comparables : c'est la comète de Halley.

Seules les forces et les énergies que nous semblent contenir les molécules pourraient nous fournir des condensations de puissance et de travail comme celles que nous venons de voir.

Si nous supposions maintenant un instant que nous avons à notre disposition 400 kilogrammes de radium dans notre véhicule de 1.000 kilogrammes et *que nous sachions en extraire l'énergie dans le temps qui nous convient*, nous verrions que ces 400 kilogrammes de radium, largement suffisants pour le trajet Vénus et retour, le seraient à peine pour le trajet Mars et retour (toujours à accélération constante), de telle sorte qu'un réservoir d'énergie aussi formidable permettrait tout au plus à l'homme de visiter ses voisines immédiates.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

Nos 3, 4, 5, 6, janvier-février 1913.

PIERRE DUHEM. — Sur la stabilité adiabatique de l'équilibre. — P. 181.

Nouvelle démonstration étendue à un système sur lequel la température effectue une distribution continue.

HENRI CHRÉTIEN. — Sur le champ magnétique général du Soleil. — P. 192.

Théorie mathématique de la forme du champ produit par des charges dont la vitesse angulaire de rotation autour du Soleil dépend de la latitude.

MESNAGER. — Sur un paradoxe des plaques rectangulaires uniformément chargées. — P. 209.

L'auteur justifie la conclusion inattendue qu'il faut ajouter 17 0/0 à la flèche d'une plaque carrée pour obtenir la flèche de la plaque circulaire inscrite dans la plaque carrée.

E. FICHOT. — Sur la production des marées statiques de la deuxième sorte dans un océan répondant à une loi quelconque de profondeur. — P. 211.

Théorie mathématique.

VASILESCO KARPEN. — Sur le vol des oiseaux dit « vol à la voile » (1). — P. 213.

Théorie mathématique, montrant que : la manœuvre que l'oiseau voilier doit exécuter pour profiter au mieux des variations de la vitesse horizontale du vent consiste à diriger constamment et autant que possible sa vitesse relative dans un sens contraire à celui de l'accélération du vent, et à garder à cette vitesse une valeur voisine de celle qui rend minimum le travail nécessaire pour la sustentation et la pénétration par unité de distance relative parcourue.

---

(1) Ce vol., p. 101.

Emile BOREL. — La théorie de la relativité et la cinématique. — P. 215.

Intéressante théorie mécanique. La théorie de la relativité entraîne la conséquence que les mouvements de rotation qui apparaissent aux observateurs au repos peuvent être expliqués par des hypothèses où les mouvements intrinsèques sont exclusivement des mouvements de translation.

C. DAUZÈRE. — Sur les tourbillons cellulaires isolés. — P. 218.

La formation des tourbillons isolés est due à un voile produit par des parcelles solides très fines (dans le cas de la cire, parcelles dues à une saponification partielle) nageant sur la surface libre et plus ou moins agglutinées entre elles. Au-dessous de ce voile peu conducteur, le refroidissement et par suite la convection calorifique seront plus lents, d'où la production des tourbillons isolés.

J. GUYOT (1). — Sur les différences de potentiel de contact apparentes entre un métal et des solutions électrolytiques. — P. 220.

Expériences montrant que la différence de potentiel apparente fournie par des électrodes réversibles ne dépend que de la nature de ces électrodes.

E.-J. BRUNSWICK. — Prédétermination des caractéristiques des dynamos à courant continu. — P. 223.

Théorie.

A. LEDUC. — Chaleurs latentes de vaporisation et pressions maxima. — P. 225.

On obtient de très bons résultats en utilisant la formule de Clapeyron, à la condition de calculer le volume spécifique de la vapeur saturante au moyen des formules de l'auteur au lieu de les déterminer expérimentalement. Exemples.

(1) Voir aussi *C. R.*, t. CLIII, p. 867.

E. BRINER et BOUBNOFF. — Réactions chimiques dans les gaz comprimés : étude de la décomposition de l'oxyde d'azote. — P. 228.

La compression du gaz NO agit seulement pour accélérer la décomposition de ce corps en produits plus stables N^2, N^2O, N^2O^3, NO^2, O.

VICTOR HENRI et RENÉ WURMSER. — Loi d'absorption photochimique élémentaire. P. 230.

La susceptibilité photochimique d'un corps dépend seulement de la partie du spectre d'absorption qui correspond aux mêmes groupements moléculaires que ceux sur lesquels se produit la réaction. Le spectre d'absorption peut en effet être considéré comme la somme de plusieurs « spectres d'absorption élémentaires », dus aux divers groupements moléculaires qui constituent le corps.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Action des rayons ultra-violets moyens et extrêmes sur l'aldéhyde éthylique : acidification, polymérisation, résinification. — P. 233.

L'ultra-violet ($\lambda > 0^{\mu},3$) ne transforme pas l'aldéhyde en acide en l'absence d'oxygène,

L'ultra-violet ($\lambda < 0^{\mu},3$) effectue cette transformation, puis la polymérisation et la résinification (entravées par l'eau, qui favorise au contraire l'acidification).

E.-H. AMAGAT. — Sur la loi des états correspondants. — P. 271.

Tableau de $\frac{pv}{T}$, les volumes étant les volumes moléculaires. La valeur de ce rapport est la même pour les corps du même groupe ; elle est plus forte pour les corps non organiques, surtout les corps simples. La loi des états correspondants « pour les points correspondants de substances quelconques, $\frac{pv}{T}$ a la même valeur » est donc celle des corps normaux ; les écarts sont dus à la polymérisation.

PIERRE DUHEM. — Sur la croissance adiabatique de l'entropie. — P. 284.

Théorie mathématique.

CH. MAURAIN et A. TOUSSAINT (1). — Mesure de pressions et de dépressions sur de grandes surfaces en déplacement dans l'air. — P. 300.

Pour deux surfaces étudiées et pour les inclinaisons prises (jusqu'à 27°), il y a dépression en tous les points de la face supérieure. Sur la face inférieure, il y a en général pression et dépression au voisinage du bord de sortie. L'action sur la face supérieure est de beaucoup prépondérante.

MARCEL BRILLOUIN. — Sur la théorie du rayonnement noir. — P. 301.

Théorie mathématique, montrant qu'on n'a peut-être pas le droit de conclure que la théorie du rayonnement exige l'hypothèse des quanta de Planck.

A. SCHIDLOF et Mlle J. MURZYNOWSKA. — Sur l'application de la loi de Stokes à la chute de très petites gouttes et à la détermination de la charge de l'électron. — P. 305.

Etude de la chute de gouttelettes d'huile de divers diamètres. Cette étude montre que la théorie de Cunningham s'applique à la chute des très petites gouttes d'huile dans l'air, le choc entre les molécules d'air et les gouttes d'huile étant sensiblement un choc mou. La charge élémentaire de l'électron a été trouvée égale à $4,738\ 10^{-10}$.

P. VAILLANT. — Sur un procédé de mesure des grandes résistances polarisables et son application à la mesure de la résistance des bulles dans un liquide (2). — P. 307.

La résistance d'une colonne liquide est accrue quand la colonne est coupée par une bulle d'air. Si le liquide mouille la paroi, la résistance ne devient pas infinie; sa croissance permet de déterminer l'épaisseur

(1) Voir aussi *C. R.*, t. CLIV, p. 582.
(2) Voir aussi ce vol., p. 106.

de la gaine liquide. Théorie. Pour mesurer la résistance, on relie les deux bornes A et B d'une distribution de courant alternatif aux deux paires de quadrants d'un électromètre, A directement, B par l'intermédiaire de la résistance à mesurer. Dérivé entre les paires de quadrants, se trouvera en outre un électromètre. Alors

$$\alpha = k \frac{E^2}{\omega^2 C^2 R^2};$$

C, somme des capacités du condensateur et de l'électromètre, d'où R. La gaine liquide a une épaisseur de l'ordre de 9μ.

A. PÉROT. — Sur certaines particularités de la vitesse des centres lumineux dans les tubes à hydrogène. — P. 310.

Etude des raies C et F de l'hydrogène. La vitesse de déplacement des centres lumineux de la cathode vers l'anode est plus grande dans les parties brillantes que dans les parties sombres ; elle dépend des raies dans les mêmes conditions, mais le rapport des vitesses paraît constant et peu différent du rapport inverse du carré des longueurs d'onde, ce que la théorie permet de prévoir.

MARCEL BOLL. — Mesure de l'énergie d'une radiation ultraviolette émise par un arc au mercure sous différents régimes. — P. 313.

On sait (1) que le coefficient de l'hydrolyse photo-chimique varie proportionnellement à l'énergie rayonnante incidente. Application : l'énergie de $\lambda = 0^{\mu},2536$ émise par un arc au mercure est une fonction sensiblement parabolique de la puissance électrique dépensée.

EMILE BAUD. — Sur la miscibilité partielle des liquides. — P. 317.

Si la chaleur de dilution est négligeable (mélanges de bromure d'éthylène avec le benzène ou le toluène), le diagramme de cristallisation se compose de deux courbes se rencontrant au point d'eutexie, la branche correspondant à la cristallisation d'un des corps tournant

---

(1) *C. R.*, t. CLVI ; 1913.

sa concavité vers les concentrations croissantes en ce corps. Si la chaleur de dilution n'est pas négligeable (en général négative), l'abaissement du point de cristallisation est diminué ; la courbure change de sens pour reprendre son signe habituel vers les basses températures ; il y a inflexion (acide acétique dans le cyclo-hexane).

A. PORTEVIN. — Sur la déformation des alliages plastiques et leur recuit après déformation. — P. 320.

Pour un grain isolé la limite élastique est une quantité vectorielle ; l'effet d'une déformation dépend de la direction de l'effort. Le recuit après déformation par translation amène une division du grain, le nombre de grains formés semblant croître avec la valeur de l'effort subi.

PAUL PASCAL. — Remarques sur l'additivité du diamagnétisme en combinaison. P. 323.

Tableau montrant avec quelle précision se vérifie le principe de l'additivité pour les métalloïdes engagés dans une combinaison organique simple.

Pour les métaux, l'additivité ne se présente que comme une loi limite, pratiquement réalisée dans les termes élevés de chaque série, où disparaît l'individualité si fortement accusée des métaux dans les combinaisons simples.

R. DE KÖVESLIGETHY. — Sur l'étude de la constitution du globe, au moyen des rayons sismiques. — P. 363.

Théorie mathématique.

L. LECORNU. — Sur la sécurité en aéroplane. — P. 367.

L'auteur attire l'attention sur la création de « l'Union pour la sécurité en aéroplane ».

A. BLONDEL. — Sur l'origine de la T. S. F. par étincelles musicales. — P. 371.

Rappel des notes de l'auteur.

PAUL JEGOU. — Phénomènes mis en jeu dans le détecteur électrolytique sans f. é. m. auxiliaire et considération théorique sur le fonctionnement des détecteurs électrolytiques. — P. 385.

Emploi de l'amalgame mercure-zinc à la place de l'amalgame mercure-étain (1). La sensibilité de la cellule électrolytique est due au couple électrique dû au contact de deux électrodes différentes avec l'électrolyte ; en outre, l'électrode active agit comme catode et non comme anode, comme dans le montage habituel. A la théorie qui met en jeu une dépolarisation de l'électrode active sous l'action de l'onde, il faut ajouter l'hypothèse que le Pt, poreux, se comporte comme une sorte de limaille agglomérée qui cohérerait sous l'action des ondes, ce qui chasserait les gaz occlus et par suite dépolariserait.

C. GUTTON. — Sur la durée d'établissement de la biréfringence électrique (2). P. 387.

Entre un polariseur et un analyseur à l'extinction, dont les plans de polarisation sont à 45° sur l'horizon, on dispose à la suite l'un de l'autre deux condensateurs immergés dans des liquides de biréfringence positive et on règle l'extinction, les deux condensateurs étant chargés par une machine de Holtz. On relie ensuite les condensateurs à un oscillateur ; les différences de potentiel instantanées restent les mêmes ; cependant l'extinction n'est plus complète. La biréfringence ne suit donc pas instantanément les variations de la force électrique ; elle s'établit d'autant plus vite que la constante de Kerr est plus élevée, ce qui s'explique du reste par la théorie de l'orientation moléculaire développée par M. Langevin (3).

(1) *C. R.*, 23 mai 1910.
(2) Voir ce vol., p. 206.
(3) *Radium*, t. VII ; 1910.

H. BUISSON et CH. FABRY. — Sur un microphotomètre destiné à la mesure de l'opacité des plaques photographiques. — P. 389.

On réalise d'une petite ouverture éclairée deux images, identiques et en coïncidence, l'une formée par les rayons qui ont traversé un coin photométrique, l'autre par les rayons qui ont traversé le cliché à mesurer. Derrière l'image ainsi réalisée, on place un écran de quelques dixièmes de millimètre de côté derrière lequel on place l'œil. On déplace le coin jusqu'à ce que les plages photométriques ne se distinguent plus l'une de l'autre. Si le cliché et le coin ne sont pas de même nature de plaques et de même développement, on opère en radiation verte du mercure.

JEAN MEUNIER. — Sur les spectres des nébuleuses et sur les analogies qu'on en peut tirer. — P. 391.

Parmi les raies que certains spectres de nébuleuses présentent, se trouvent des raies du fer et du titane. Le fer et le titane peuvent donc exister dans des flammes absolument gazeuses, qui se développent dans des conditions physiques comparables à celles qui existeraient à la surface du Soleil et dans le noyau des nébuleuses; par suite, il doit exister un comburant, l'oxygène sans doute, et un combustible dans les milieux cosmiques où se produisent les spectres.

G. CHARPY et S. BONNEROT. — Sur les réactions qui accompagnent l'osmose de l'hydrogène à travers le fer. — P. 394.

Le fer traversé par un courant prolongé d'H n'en absorbe pas de quantités notables. Les fers et aciers, manipulés à l'air, sont donc en général saturés d'H. Si on prolonge longtemps le passage de l'H, le métal s'adoucit, l'H réduisant les corps contenus dans le fer (formation de PH^3, H^2S, carbures, CO due à l'action de l'H sur les corps oxydés et l'eau formée réagissant ensuite sur le carbone et le carbure de fer). L'H joue donc dans l'acier un rôle dont il faudra tenir compte.

De MONTESSUS de BALLORE. — Mégaséismes et saisons. — P. 414.

L'étude du catalogue des mégaséismes de Milne montre qu'ils sont indépendants des mois ou des saisons.

Pierre DUHEM. — Sur deux inégalités fondamentales de la thermodynamique relatifs à la résistance des fluides. — P. 442.

Démonstration de ces inégalités indépendantes de la théorie de la la conductibilité et fondée sur les mêmes principes que la démonstration (1) de la croissance adiabatique de l'entropie.

Henri VILLAT. — Sur la détermination des problèmes d'hydrodynamique. P. 421.

Théorie mathématique.

GERNEZ. — Tracé et usage des cartes pour la navigation orthodromique, construites sur les plans tangents au pôle. — P. 445.

Si on joint le centre de la sphère terrestre aux points de sa surface et si on prolonge ces rayons jusqu'au plan tangent à un pôle, on a sur ce plan une carte où les méridiens sont projetés suivant des droites concourantes au pôle et les parallèles sont représentés par des cercles concentriques (rayon de l'équateur infini). Usages.

L. CRUSSARD. — Sur la déformation des ondes dans les gaz et sur les interférences finies. — P. 447.

Théorie mathématique.

Carl STORMER. — Sur un problème important dans la physique cosmique. P. 450.

Étude plus complète du problème : « Trouver le mouvement d'un corpuscule électrisé dans le champ d'un aimant élémentaire, en sup-

(1) C. R., 27 janvier 1913.

posant le corpuscule soumis aussi à l'action d'une force centrale émanant de l'aimant et inversement proportionnelle au carré de la distance. »

ALBERT TURPAIN. — L'inscription des signaux hertziens de l'heure. Possibilité d'inscrire directement et de déterminer sans calculs et au centième de seconde près l'heure envoyée par la tour Eiffel. — P. 454.

Enregistrement photographique en employant concurremment un galvanomètre à cadre et un galvanomètre à corde. Utilisation des 180 tops radiotélégraphiques envoyés chaque nuit à la comparaison de l'heure du chronomètre à celle envoyée, les tops produisant une déviation à gauche et les secondes une déviation à droite. On obtient ainsi le centième de seconde.

EDM. VAN AUBEL. — Sur la chaleur latente de vaporisation des métaux. — P. 456.

$$\frac{P_a L}{T} \neq 20.$$

P_a, poids atomique ; L, chaleur latente de vaporisation à la température T absolue d'ébullition.

Vérifications avec Hg, Cd, Zn, Bi.

A. GUILLET et M. AUBERT. — Déperdition électrique dans le système plan sphère-air atmosphérique. Coefficient de dissymétrie, sa mesure. — P. 458.

Etude de la dissymétrie de la déperdition électrique, selon que le plan reçoit une charge positive ou une charge négative. Des indications de l'électromètre plan-sphère on déduira à chaque instant le potentiel et la charge des armatures et par suite l'intensité apparente du courant de déperdition. La sphère S étant reliée au sol, et P isolé, on charge P avec une boule d'épreuve. La sphère refuse de dépasser une position dite d'arrêt et les potentiels V_n et V_p négatifs et positifs d'arrêt, pour une même distance initiale de la sphère au plan, sont tels que $\frac{V_n}{V_p} = 1,253$, nombre qu'on peut appeler coefficient de dissymétrie actuel de la déperdition. On peut remarquer que ce nombre se rapproche du rapport des mobilités $\frac{k_2}{k_1}$ des ions négatifs et positifs qui oscille entre 1,37 et 1,22.

V. CRÉMIEU [1]. — Nouvel électromètre idiostatique. — P. 460.

JEAN BECQUEREL, L. MATOUT et Mlle W. WRIGHT. — Sur le phénomène de Hall dans l'antimoine. — P. 463.

L'effet Hall (de sens positif) est plus grand à basse température ; il dépend de l'orientation des cristaux dans le champ magnétique. Les courbes se composent de deux droites reliées par une courbe à inflexion.

WILLIAM DUANE et OTTO SCHEUR. — Décomposition de l'eau par les rayons α. P. 467.

Ces rayons décomposent l'eau. A l'état solide (—183°), il se forme du gaz tonnant ; à l'état liquide, il y a d'abord de l'H en excès, O formant H^2O^2. L'eau oxygénée étant décomposée à son tour, il y a alors de l'O en excès. A l'état gazeux, il y a de l'H en excès.

La quantité d'eau liquide décomposée est proportionnelle à l'intensité du rayonnement, et un rayonnement capable de produire un courant d'ionisation de 1 ampère dans l'air décompose l'eau en donnant $0^{cm^3},159$ H^2 et $0^{cm^3},0797$ O^2 par seconde (par électrolyse à 15°, $0^{cm^3},123$ H^2 et $0^{cm^3},0615$ O^2).

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur l'inversion du saccharose par les rayons ultra-violets. — P. 468.

Historique. Les auteurs ont prouvé, non seulement que le saccharose s'invertit avec dégagement gazeux par les rayons ultra-violets, mais encore que ce phénomène est produit par des radiations qui ne rendent pas les liqueurs acides.

A. DUFFOUR. — Sur un cas intéressant de dimorphisme. — P. 473.

L'alcool benzoylvanillique préparé par M. Vavon [2] est triclinique, si on le prépare en hydrogénant le benzoate de vanilline par l'H à

[1] Voir *Séances de la Société de Physique*, 7 février 1913.
[2] *C. R.*, t. CLIV ; 1912.

froid en présence de noir de platine, et est monoclinique si on le prépare par l'action du chlorure de benzoyle sur l'alcool vanillique sodé.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXV; janvier et février 1913.

G. DARWIN. — Sur les orbites d'un électron. — P. 201-210.

Pour étudier complètement l'absorption par la matière des rayons β ou des rayons cathodiques, il est nécessaire de connaître les orbites que suivront les électrons lorsqu'ils passeront au voisinage des corps chargés contenus dans la matière. Suivant les conceptions de Rutherford, un atome est formé d'électrons et d'un noyau positif qui constitue presque toute la masse et a sa charge concentrée dans une petite région. L'auteur cherche dans le présent mémoire à déterminer l'orbite d'un rayon β quand il rencontre le noyau d'un atome.

H. PARKER. — Quelques propriétés des fibres vulcanisées. — P. 210-214.

L'auteur étudie le changement de vitesse dû à l'absorption de l'eau par les fibres vulcanisés qui sont employés pour confectionner les pistons des compresseurs dans les usines d'air liquide.

JOLY. — L'apophoromètre. — P. 301-311.

C'est un appareil servant à mesurer la sublimation des substances à haute température et permettant de recueillir et de peser les différents produits qui ont pu se former. L'appareil très simple est représenté sur la figure. Un ruban de platine de 6 centimètres de long sur 4 à 5 millimètres de large est ajusté entre deux pinces reliées aux bornes d'un circuit électrique. L'une des pinces est mobile parallèlement à elle-même de façon à ce que le ruban de platine puisse toujours être tendu quand passe le courant. La substance à volatiliser est placée sur le ruban après pulvérisation. Au-dessous

une coupelle en verre est montée sur un support mobile qui permet de l'amener en contact avec le ruban. Dans cette position, une seconde coupelle peut être disposée pour enfermer complètement la partie contenant le corps en expérience. Tout l'appareil est disposé dans le vide ou dans un gaz inerte. La température peut être réglée et élevée progressivement en agissant sur un rhéostat inséré dans le circuit. En général, on opère dans une atmosphère d'oxygène. On peut ainsi arriver à fractionner les produits des sublimations.

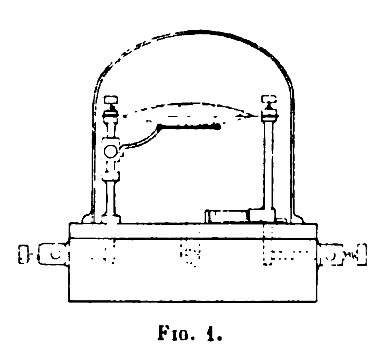


Fig. 1.

Joly donne quelques exemples d'analyses de minerais (proustite, sylvanites, réalgar, molybdénite, argentite, etc.) par ce procédé très simple, très rapide et suffisamment précis.

L'appareil permet aussi de réaliser la sublimation avec beaucoup plus de facilité et une plus grande pureté des apparences observées que par les procédés ordinaire.

RUTHERFORD et ROBINSON. — Les effets calorifiques du radium et de son émanation. — P. 312-330.

Depuis la découverte, par Curie et Laborde en 1903, de l'émission continue de chaleur par le radium, un grand nombre d'expérimentateurs ont cherché, par diverses méthodes, à calculer le taux de cette émission. On peut mentionner à ce sujet les expériences de Curie et Dewar. A l'aide d'un calorimètre à air liquide, d'Angström, de Hess et Schweidel, ils compensaient par un courant électrique la chaleur dégagée par le radium, etc. Mais les nombres trouvés sont difficilement comparables par suite de la pureté plus ou moins grande des produits radioactifs. Les meilleures expériences de Meyer

et Hess conduisent au résultat suivant : 1 gramme de radium en équilibre avec les produits de sa désintégration dégage par heure 132,3 calories-grammes.

Rutherford et Barnes, en 1904, montrèrent que un quart à peine de la chaleur totale dégagée était dû au radium lui-même et que l'émanation, les radiums A, B et C en fournissaient la majeure partie. L'action calorifique de l'émanation décroît exponentiellement avec la même période que son activité, tandis que celle du dépôt actif varie à peu près de la même manière que son activité mesurée par les rayons α. La chaleur émise est donc une conséquence nécessaire de la production des rayons α et fournit approximativement une mesure de leur énergie cinétique. Si telle est la vérité, toutes les substances radioactives doivent émettre de la chaleur. C'est ce que montrèrent Duane, Webb et Poole.

La preuve expérimentale récemment donnée par Geiger et Nuttall qu'il existe une relation définie entre la période de transformation d'une substance et la vitesse d'émission des particules α suggère la possibilité que l'effet calorifique ne soit pas une mesure de l'énergie des particules α. S'il en est ainsi, on doit s'attendre à ce que l'effet calorifique total d'un rayon α soit notablement supérieur à l'énergie de la particule α émise.

Les auteurs ont, en vue de solutionner ces questions, déterminé la répartition de la chaleur entre les trois produits : radium A, radium B, radium C. Ils ont cherché à mesurer l'effet calorifique de l'émanation du radium, celui des rayons β et γ.

Le dispositif expérimental est analogue à celui employé en 1904 par Rutherford et Barnes : c'est un pont de Wheatstone sur l'une des branches duquel on fait s'exercer l'action calorifique des produits.

Pour la répartition de la chaleur totale émise entre les trois produits radioactifs, les auteurs ont trouvé :

Emanation....................	29 0/0
Radium A....................	31 0/0
— B....................	40 0/0

Mais il n'est pas tenu compte de l'effet des rayons β émis par les radiums B et C et qui est voisin de 4 0/0.

Quant à l'émanation, une quantité donnant les mêmes effets de rayons γ qu'un gramme de radium (étalon Rutherford-Boltwood) émet 95,95 $\pm$ 0,05 calories-gramme par heure. Si l'on fait les cor-

rections nécessaires, pour ramener à un curie d'émanation, on trouve 98,5 petites calories, nombre très voisin de celui ordinairement adopté.

Les résultats obtenus par un curie d'émanation dans diverses conditions sont les suivants :

Ecrans	Petites calories émises par heure			
	Rayon α	Rayon β	Rayon γ	Total
Equivalent à 1mm,3 d'aluminium.........	99,2	4,2	0,1	103,5
0mm,7 d'aluminium + 1mm,2 de plomb....	99,2	4,8	1,5	105,5
0mm,7 d'aluminium + 4mm,4 de mercure..	99,2	4,8	3	107
6mm,7 d'aluminium + 14mm,6 de mercure..	99,2	4,8	4,7	108,7

Enfin la distribution de la chaleur émise entre le radium, ses produits de transformations et les radiations est la suivante :

	Calories-grammes par heure et par gramme de radium			
	Rayon α	Rayon β	Rayon γ	Total
Radium	25,1			25,1
Emanation............	28,6			28,6
Radium A.............	30,5			30,5
— B } — C }...........	39,4	4,7	6,4	50,5
Totaux	123,6	4,7	6,4	134,7

HOGLEY. — Solubilité du dépôt actif du thorium dans différents solvants. P. 330-332.

L'auteur cherche à classer les produits de transformation du thorium en un système périodique au moyen de leur solubilité dans divers solvants.

HUGHES. — Sur l'effet photoélectrique dans quelques composés. — P. 332.

Lettre dans laquelle l'auteur précise quelques détails d'une de ses expériences signalée récemment par Willows.

H. VIGNERON.

E. JACOT. — **Sur une relation entre l'ionisation par les rayons cathodiques et certains effets chimiques.** — P. 215.

Il s'agit ici de l'action sur le phosphore blanc. Le faisceau cathodique passe dans un solénoïde, et on n'emploie qu'une très petite portion du spectre magnétique; les expériences préliminaires ont montré que la transformation en phosphore rouge est due en partie à un effet thermique, en partie à un phénomène où le gaz ambiant joue un rôle; on s'en rend compte en mesurant l'énergie des rayons et en comparant celle-ci à la chaleur de transformation du phosphore. Celui-ci n'est donc pas soumis directement à l'afflux cathodique, mais il se trouve baigné dans le courant d'azote raréfié venant du tube où se trouve la cage de Faraday servant à recueillir les charges négatives transportées.

L'effet est proportionnel à l'ionisation, mais il semble que les ions facilitent la réaction sans y prendre part directement; ce serait de l'azote monoatomique qui aurait un rôle analogue à celui que lui a déjà attribué R.-J. Strutt[1]; on expliquerait ainsi la loi de proportionnalité.

L'ionisation dans l'azote est inversement proportionnelle à l'énergie des rayons cathodiques pour des vitesses de $2,92 \times 10^9$ à $4,76 \times 10^9$ cm-sec, et elle est proportionnelle à la pression, de 0,083 à 0,025 millimètre de mercure.

D.-L. WEBSTER. — **La théorie de la diffusion des rayons de Röntgen.** — P. 234.

La formule d'après laquelle l'intensité des rayons diffusés sous un angle θ est proportionnelle à $1 + \cos^2 \theta$ s'établit en admettant que chaque électron de la substance radiante diffuse la même quantité d'énergie que s'il était seul. Crowther[2] a montré que les nombres calculés ne s'accordent avec l'expérience que si $\theta > 60°$.

L'auteur cherche à s'affranchir de l'hypothèse que nous venons d'indiquer. Il rappelle d'abord les résultats de Crowther.

Pour un radiateur donné et pour des rayons primaires de dureté donnée, la radiation en excès dans une direction quelconque est proportionnelle à l'épaisseur du radiateur.

---

(1) *Une modification active de l'azote* (*Proc. Roy. Soc.*, mars 1911 et seq.).
(2) *Proc. Roy. Soc.*, *A.*, LXXXVI, p. 472; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, XVI, 6, p. 534.

Dans les limites des erreurs expérimentales, la dureté des faisceaux excédents est la même que celle du faisceau primaire.

Si $E_\theta d\theta$ est l'intensité de la radiation excédente entre les angles θ et $\theta + d\theta$,

$$E_\theta d\theta = \frac{2}{b} E e^{-\frac{\theta^2}{b}} \theta d\theta.$$

E est l'intensité totale dans toutes les directions ; b diminue quand le faisceau primaire durcit et croît avec le poids atomique du radiateur.

M. Webster considère une impulsion primaire polarisée :

$$E_z = E_x = o, \qquad E_y = E_0 f\left(\frac{t - x}{T}\right)$$

en prenant la vitesse de la lumière égale à l'unité), avec $f(s) = o$ pour $-\frac{1}{2} < s < \frac{1}{2}$, la valeur moyenne de son carré étant l'unité en dehors de cet intervalle.

La condition de renforcement d'un électron par un autre est que les temps d'arrivée des ondes diffèrent de moins de T ; une hypothèse supplémentaire s'introduit par la nécessité de tenir compte des irrégularités du faisceau primaire dues aux électrons voisins. La probabilité pour qu'un seul électron soit un amas d'électrons contenu dans un volume V étant e^{-nV}, n étant le nombre d'électrons par unité de volume du radiateur, on en déduit l'énergie diffusée. Une fonction inconnue s'introduit, de sorte qu'une théorie quantitative est difficile à établir. Cependant les résultats concordent qualitativement avec les expériences de M. Kaye (1).

A. NORMAN SHAW. — Sur les couches électriques dans les différences de potentiel de contact entre métaux. — P. 241.

L'auteur a commencé par comparer à la méthode de Kelvin les méthodes d'ionisation ; les valeurs finales trouvées pour les différences de potentiel de contact sont bien les mêmes. Il a ensuite recherché s'il s'écoule un temps appréciable entre la charge d'un métal et la formation des couches électriques : une plaque de laiton

(1) KAYE, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, XV, p. 269; 1909.

et la cage de Faraday entourant l'appareil étant au sol, on mesure la différence de potentiel laiton-plomb en laissant la plaque de plomb prendre d'elle-même cette différence de potentiel V mesurée à l'électromètre; on a ainsi, en portant les différences de potentiel en ordonnées et les temps en abscisses, une courbe (*a*). On établit ensuite entre les plaques une différence de potentiel — V; la région variable de la courbe de retour (*b*) se trouve au-dessus de la région variable de (*a*). La courbe (*e*), obtenue par une brusque mise à la terre de tout le système, se confond avec (*b*).

M. Shaw a répété ensuite par la méthode d'ionisation les expériences de Kelvin et d'Erskine-Murray; il a ensuite constaté que les courbes de charge à une différence de potentiel donnée des plaques zinc-laiton et laiton-laiton sont superposables si on retranche les valeurs des différences de potentiel de contact l'une de l'autre. Il a tracé ensuite les courbes de charges dans l'air sec, l'air humide et l'hydrogène; ce dernier gaz donne des résultats variables suivant son mode de préparation. Il se formerait des couches électriques supplémentaires; il n'y aurait donc pas de contradiction entre ces derniers faits et la théorie physique (électronique) des potentiels de contact, en faveur de laquelle plaident les expériences décrites dans les paragraphes précédents.

A. Grumbach.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXIX, n° 16, 1912, et t. XL, n° 1 et 2, 1913.

H. WOMMELSDORF. — Perfectionnements aux machines électriques-condensateurs(1). — P. 1201-1206.

Dans ces nouvelles machines, l'ébonite est recouverte de bakelite (produit de condensation de phénols avec le formol), qui la rend inaltérable à la lumière. Une machine de ce type à un plateau tournant de 550 millimètres de diamètre donne une étincelle de 30 à 36 centimètres et un courant de 500 à 600 microampères.

(1) V. *J. de Phys.*, 4e série, t. VI, p. 96; 1908.

WALTHER MEISSNER. — Sur la constance du point d'ébullition du soufre (1). P. 1230-1242.

L'auteur a constaté que, lorsque le thermomètre est entouré d'une enveloppe d'aluminium, la valeur du point d'ébullition du soufre trouvée est inférieure à 0°,2 à celle que donnent les dispositifs où l'enveloppe est d'une autre matière (fer, platine, amiante). En second lieu, il a étudié l'influence de la position du thermomètre dans l'enveloppe sur le nombre trouvé. Le dispositif diffère un peu de celui de Rothe (2). La résistance du four électrique est un ruban de platine qui chauffe le soufre liquide; une deuxième résistance en constantan, qui sert à chauffer la vapeur de soufre, est mise en circuit avant les mesures thermométriques. On évite ainsi la surchauffe de la vapeur de soufre.

Les résistances thermométriques sont en platine entourées de verre d'Iéna.

Ce dernier point explique, suivant M. Meissner, la contradiction de certains de ces résultats avec ceux de Waidner et Burgess (3) (enveloppe de porcelaine) et de Day et Sosman (4) (thermomètre à gaz à enveloppe métallique).

L'auteur conclut qu'il faut proscrire les enveloppes en métal réfléchissant et que les extrémités de la résistance doivent être éloignées d'au moins 1cm,5 des ouvertures de 3 centimètres de diamètre de l'enveloppe.

WILLY BIEBER. — Recherches sur la condensation de la vapeur d'eau en présence d'oxydes d'azote et de peroxyde d'hydrogène. Preuve de la formation de H^2O^2 par oxydation de la vapeur d'eau. Effet de la lumière ultraviolette solaire sur l'atmosphère terrestre. — P. 1313-1337.

L'auteur a commencé par préparer de l'ozone exempt d'oxydes de l'azote par barbotage dans des flacons de lessive de soude et n'a constaté aucune condensation au-dessous de la limite; de l'ozone provenant d'un gazomètre ne donne lieu après mélange avec l'azote à aucune condensation, même à la lumière. La condensation se pro-

(1) Communication de la Physikalisch-Technische Reichsanstalt.
(2) *Zeitschr. f. Instr. K.*, XXIII, p. 363 ; 1903.
(3) *Bulletin of the Bureau of Standards*, VI, p. 149 ; 1910.
(4) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 727, 831 et 899 ; 1912.

duit au contraire quand on introduit un peu de peroxyde d'azote : la lumière augmente le nombre des noyaux entraînés par la détente (réaction possible : $N^2O^4 \rightleftarrows 2NO^2$). Quant au nuage bleu, il se forme aussi bien dans l'oxygène privé d'azote.

Dans une série d'expériences faites avec l'oxygène pur de diverses origines, M. Bieber conduit l'oxygène éclairé par une lampe à mercure en quartz jusque dans un récipient à — 79° : les produits de condensation montrent les réactions de l'eau oxygénée (Barkow n'avait rien obtenu par barbotage dans le bioxyde de titane en solution sulfurique).

Il faut tenir compte de ce phénomène dans les phénomènes atmosphériques de condensation. Les nuances du bleu du ciel seraient dues au trouble de la région des couches inférieures.

Carl HACKER. — Sur la variation de tension de la vapeur des solutions aqueuses d'acide sulfurique avec la température. — P. 1338-1349.

On sait que la loi de Babo, d'après laquelle les rapports $\frac{p'}{p}$ des tensions de vapeurs d'une solution et de l'eau pure ne dépendraient que de la concentration, est en contradiction avec la thermodynamique, puisque la chaleur de dilution Δ, qui n'est pas nulle en général, a pour expression :

$$\Delta = RT^2 \frac{d}{dT} \log \frac{p'}{p}.$$

L'auteur a construit un appareil permettant de mesurer directement $p' - p$ à une température déterminée.

Le récipient contenant la vapeur est muni d'un contact électrique (1) ; on détermine l'affleurement en soulevant un récipient A plein de mercure, et on lit les niveaux au cathétomètre. A communique par des tubes à robinets avec deux réservoirs contenant l'un de l'eau, l'autre la solution, placés tous les deux dans un thermostat chauffé électriquement. On chauffe la canalisation de façon à éviter toute condensation de vapeur.

Les points donnés par Tammann à 100° et par Dieterici à 0° se

(1) E. Hering, *Ann. d. Ph.*, XXI, p. 319 ; 1906.

placent assez bien sur les courbes de l'auteur (30 à 80°) : ce sont des droites, non horizontales comme le voudrait la loi de Babo, mais inclinées vers l'axe des températures $\left(\frac{p-p'}{p}\text{ en ordonnées}\right)$.

En utilisant l'équation thermodynamique écrite plus haut et en calculant les chaleurs de dilution au moyen des données thermochimiques, on trouve des nombres du même ordre de grandeur que ceux que donnent les expériences directes de M. Hacker.

Le désaccord ne provient peut-être que de l'hypothèse faite de l'indépendance de la chaleur de dilution de la température.

A. Grumbach.

H. WILSAR. — Observations sur l'effet Doppler des rayons-canaux. P. 1251-1312. (Dissertation de Würzburg.)

Wilsar, utilisant le dispositif de W. Wien, a étudié l'effet Doppler des rayons-canaux de H, O, N.

Rayons-canaux de H. — Le spectre des rayons-canaux de H comporte seulement la première série secondaire (H_α, H_β, ...) et de nombreuses raies déliées. Les raies de série présentent un effet Doppler intense, les autres n'en montrent aucune trace. Ces résultats, rapprochés de ceux de A. Dufour, prouvent que l'effet Doppler et l'effet Zeeman sont indépendants.

Rayons-canaux de O. — On retrouve les trois sortes de spectres de O : le spectre d'étincelle, intense, un spectre de série, faible, et quelques bandes. Le spectre d'étincelle seul présente l'effet Doppler, comme l'avait trouvé Paschen. Stark avait signalé cet effet pour quelques raies de série ; Wilsar ne l'a pas observé. L'effet Doppler étant de même grandeur pour toutes les raies d'étincelle, il est à supposer que ces raies ont un porteur commun.

Rayons-canaux de N. — Le spectre comprend un spectre de raies et de nombreuses bandes. Quelques raies seulement présentent l'effet Doppler, inégalement d'ailleurs. Pour ces raies, il y aurait donc deux sortes de porteurs au moins.

— L'étude de l'effet Doppler et les expériences sur la déviation magnétique (Wien) des rayons-canaux donnent des résultats très différents. Wilsar s'occupe longuement de cette question.

Si l'on admet que l'énergie cinétique des rayons-canaux vient seulement du champ électrique, la vitesse v des porteurs doit être

proportionnelle à $\sqrt{V}$ (V = chute cathodique); c'est ce que vérifient les expériences de Wien. Par contre la valeur maxima de v, déduite de l'effet Doppler, ne varie pas proportionnellement à $\sqrt{V}$, mais tend brusquement vers une valeur limite.

Les expériences de déviation magnétique conduisent à admettre que les porteurs pour O et N sont constitués par un atome avec une seule charge élémentaire. Il en est tout autrement à partir de l'effet Doppler. Les relations $\frac{\Delta\lambda_{max}}{\lambda} = \frac{v_{max}}{c}$ (c = vitesse de la lumière) et $\frac{1}{2} mv_{max} = e\mathrm{V}$ permettent de calculer la différence de potentiel agissante; V ne peut évidemment être plus grand que la différence de potentiel mesurée. Pour H, cette condition est remplie en admettant une seule charge; pour O et N, seulement si l'on suppose plusieurs charges pour les atomes porteurs de l'intensité mobile.

On est donc conduit à admettre que les porteurs correspondant à chacune des méthodes d'observation (effet Doppler, déviation magnétique) sont de nature différente.

Influence d'un champ magnétique sur les rayons-canaux de O. — D'après les recherches de Wien, il est vraisemblable que les porteurs lumineux dans les rayons-canaux sont des particules neutres. L'émission lumineuse serait corrélative de la neutralisation des particules positives et de la résonance des particules lumineuses neutres. Par suite un champ magnétique notable doit modifier l'émission; c'est ce qu'a vérifié (?) Baerwald [1] pour les rayons-canaux de H; Wilsar a trouvé une influence analogue pour les rayons-canaux de O.

Variation de la vitesse des porteurs avec la distance à la cathode. — Il semble, *a priori*, que la vitesse des particules des rayons-canaux doit diminuer quand on s'éloigne de la cathode : les rayons-canaux pénétrant dans un gaz le rendent lumineux, les particules des rayons-canaux émettent, elles aussi; de plus, on peut supposer qu'il y a frottement.

L'expérience ne montre aucune diminution de l'effet Doppler quand la distance à la cathode augmente; on constate même que le maximum du noircissement s'écarte davantage et que le noircissement est diminué pour les petites vitesses. Ces résultats s'expliquent, si

---

[1] H. Baerwald, *J. de Phys.*, 5ᵉ série, I, p. 506 et 945; 1911; — Vegard, *J. de Phys.*, 5ᵉ série, t. II, p. 1041; 1912.

l'on admet qu'il n'y a pas de frottement, mais qu'il se produit une absorption notable pour les faibles vitesses.

Wilsar a encore observé que les rayons-canaux de H sont, particulièrement pour les petites vitesses, fortement réfléchis par le verre et par le métal, et que les « rayons rétrogrades » (que l'on met en évidence dans tout l'espace de décharge par l'effet Doppler) se comportent comme les rayons-canaux normaux, au point de vue de la vitesse et de l'absorption dans le milieu environnant.

Origine des porteurs des intensités fixe et mobile [1] (Wilsar a déjà développé cette question aux *Phys. Zeitsch.*). — Les porteurs de l'intensité mobile proviendraient de la chute cathodique ; ils traverseraient l'espace environnant sans perdre de vitesse et sans en communiquer à d'autres particules; les particules fixes du milieu, excitées, l'émission par le choc, seraient les porteurs de l'intensité fixe.

La plupart des gaz peuvent être excités par les rayons-canaux d'autres gaz ; réciproquement, les particules mobiles de ceux-ci sont excitées à l'émission. L'excitation de la vapeur de Hg par les rayons-canaux est très forte ; par contre, l'intensité mobile provoquée par cette vapeur est pratiquement nulle.

J. STARK. — Discussion sur la distribution de l'intensité dans les rayons-canaux. P. 1185-1200.

Stark fait quelques critiques au travail de Vegard [2]. En particulier, il ne résulterait pas sûrement des expériences de Vegard que l'émission de l'intensité mobile diminue lorsque la vitesse des rayons-canaux croît.

M. Barrée.

W. HÜTER. — Mesure de la capacité des bobines. — P. 1350-1380.

Les bobines des boîtes de résistances sont généralement à enroulement bifilaire. Elles se comportent néanmoins en courant alternatif pour les fréquences élevées comme des conducteurs de résistance r, de self-induction l, ayant en dérivation une capacité c, les

[1] Wilsar, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 79 ; 1912.
[2] Vegard, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 1039 ; 1912.

valeurs de l et de c étant d'ailleurs très faibles. Leur impédance n'est pas négligeable et donne lieu à l'introduction dans les calculs d'un opérateur imaginaire $r(1 + j\varphi\omega)$ ($j = \sqrt{-1}$; ω, pulsation du courant; $\varphi = \frac{l}{r} - rc$). Les expériences de l'auteur ont eu pour but d'étudier les variations du facteur φ (qu'il nomme facteur de phase) avec les détails de construction des bobines.

Les résistances réalisées étaient constituées par des noyaux de bois de 3cm,5 de diamètre, sur lesquels on plaçait un enroulement bifilaire d'un fil de cuivre de 0mm,13 de diamètre.

L'auteur a fait varier la résistance absolue de la bobine, la distance des spires, la nature du diélectrique interposé.

Les mesures de φ étaient faites par la méthode du pont bifilaire de Giebe à la fréquence de 480 périodes par seconde.

Dans le cas d'enroulements jointifs, le facteur φ est négatif pour les grandes résistances, puis il croît et devient positif.

Il est de $-700 . 10^{-9}$ pour les bobines de 300 ohms, s'annule au voisinage de 140 ohms et atteint $+135 . 10^{-9}$ pour les bobines de 80 ohms. Pour les résistances à enroulements non jointifs, la self-induction prédomine, la valeur algébrique de φ croît un peu. Au contraire, le fait de passer les bobines à la gomme-laque donne une certaine prédominance à la capacité et diminue la valeur algébrique de φ.

Lorsque la température varie, r seul varie, l et c restant constants. En faisant les mesures à deux températures différentes, on peut se rendre compte du rôle joué par la self-induction ou la capacité dans les diverses variations de φ.

Franz KOLÁČEK. — Contribution théorique aux méthodes de mesures relatives à l'effet Hall. — P. 1491-1537.

L'auteur a employé jadis pour l'étude de l'effet Hall dans le bismuth un dispositif ayant pour but d'obvier à la difficulté qu'on éprouve à donner aux deux électrodes une position telle qu'aucun courant ne circule dans le galvanomètre avant l'application du champ. Deux fils de cuivre amènent le courant à l'éprouvette ayant la forme d'une mince plaque rectangulaire. L'une des électrodes de Hall, un fil de cuivre, aboutit au milieu d'un des grands côtés et est réunie au galvanomètre.

Sur l'autre grand côté se trouvent deux électrodes en cuivre H_1 et H_2, à peu près symétriques par rapport au milieu de la plaque et réunies par un rhéostat.

On détermine sur ce rhéostat le point qu'il faut relier au galvanomètre pour qu'il soit à l'équilibre avant l'application du champ.

Novák et Mackû, qui ont appliqué ce dispositif en utilisant des électrodes en cuivre ont trouvé que la déviation du galvanomètre décroissait lorsque la distance des deux électrodes H_1 et H_2 augmentait et était réduite de moitié lorsque ces électrodes étaient placées aux angles de la plaque.

Raus a constaté que ce phénomène ne se produisait pas si les électrodes étaient de même substance que l'éprouvette.

Il était donc intéressant d'étudier au point de vue théorique comment varie la déviation du galvanomètre avec la distance des électrodes H_1, H_2 et les différents détails de l'expérience (manière d'amener le courant primaire, etc.). C'est ce qu'a fait l'auteur dans son long travail purement mathématique qui revient à l'étude, par la méthode de la représentation conforme de Schwartz, de la répartition du courant dans une plaque.

Au cours de ce travail, il signale l'influence de la non-homogénéité des plaques de bismuth, et l'influence sur le résultat des mesures du renversement du courant et du champ.

W. ESMARCH. — I. Recherches expérimentales sur la protection magnétique réalisée au moyen d'écrans cylindriques multilamellaires. — P. 1540-1552.

II. Théorie de la protection magnétique réalisée au moyen d'écrans multilamellaires cylindriques ou sphériques. — P. 1553-1566.

I. Un double cadre d'Helmholtz et une bobine de galvanomètre placée à l'intérieur du cadre donnaient deux champs perpendiculaires au méridien magnétique et opposés l'un à l'autre.

Le courant dans la bobine était réglé de façon à ce que son action détruisît celle du cadre et que l'aiguille aimantée suspendue à l'intérieur du système s'orientât uniquement sous l'action de la terre.

L'introduction d'un écran magnétique intérieur au cadre seul diminuait son action, et il était nécessaire de diminuer l'intensité du courant circulant dans la bobine pour ramener l'aiguille dans sa position d'équilibre primitive.

Le rapport $\frac{i'}{i}$ des intensités de courant dans la bobine après et avant l'introduction de l'écran mesurait l'action protectrice réalisée.

Les écrans étaient constitués par des cylindres de laiton sur lesquels étaient enroulées des couches successives de fil de fer doux séparées par des couches de carton.

Des expériences de l'auteur, il résulte que, pour un rapport donné entre les diamètres extérieur et intérieur des écrans réalisés par l'enroulement d'un fil de même nature, la protection croît avec le nombre de couches, mais tend vers une limite.

Il est avantageux de donner aux couches de carton la même épaisseur qu'aux couches de fils.

Tant que le diamètre du cylindre est inférieur au tiers de sa longueur, l'influence des extrémités ouvertes est peu importante.

II. Dans la seconde partie de son travail l'auteur cherche à établir théoriquement la valeur de la protection réalisée par un certain nombre de cylindres et fers concentriques de rayon intérieur r_{2n-1} et de rayon extérieur r_{2n} pour n écrans.

Il arrive à une expression de la forme :

$$\frac{H_{int.}}{H_{ext.}} = \left(\frac{r_1}{r_{2r}}\right)^2 (1 + \alpha_2 D_2 + \alpha_3 D_3 \ldots + \alpha_2\alpha_3 D_{r3} + \ldots + \alpha_2\alpha_3\alpha_4 D_{234}) + \ldots$$

avec

$$\alpha_{2n} = \frac{r_{2n}^2}{r_{2-n}^2} - 1.$$

Les expressions D sont des déterminants d'apparence assez complexe, mais leur calcul se simplifie lorsqu'on se rend compte de leur signification physique. Une expression de la forme D_{ijk} représente, suivant la valeur des indices, la protection réalisée par deux cylindres de fer infiniment minces ou infiniment épais, séparés par une couche d'air infiniment mince ou infiniment épaisse. Les indices indiquent la nature des couches qu'il faut supposer infinies : d'air pour les indices impairs, de fer pour les indices pairs. Les déterminants D se ramènent donc, en appelant μ la perméabilité, à une des trois expressions :

$$\left[\frac{(\mu+1)^2}{4\mu}\right]^2, \qquad \frac{(\mu+1)^2}{4\mu} \qquad \text{et} \qquad 1.$$

La formule se simplifie beaucoup quand on suppose que les rayons successifs croissent en progression géométrique. En posant :

$$\alpha = \sqrt[2n-1]{\frac{r_{2n}^2}{r_1^2}} - 1, \qquad M = \frac{(\mu + 1)^2}{4\mu},$$

avec

$$\frac{H_{int.}}{H_{ext.}} = \left(\frac{r_1}{r_{2n}}\right)^2 K_n,$$

Les expressions K sont données par la formule de récurrence :

$$K_n = sK_{n-1} - tK_{n-2},$$

avec

$$s = 2(1 + \alpha) + M\alpha^2,$$
$$t = 1 + \alpha^2.$$

O. GROTRIAN. — Action des rayons lumineux sur le téléphone. — P. 1625-1632.

On s'est demandé depuis longtemps si les vibrations de l'éther agissaient sur l'aimantation.

L'auteur a constaté que, lorsqu'on faisait tomber des rayons lumineux sur la plaque d'un téléphone, il en résultait une variation dans l'état d'aimantation de la plaque qui pouvait être mise en évidence par des impulsions données à un galvanomètre balistique réuni à la bobine du téléphone. La plus grande partie de cette action est due aux radiations infra-rouges. L'action des rayons ultra-violets est presque négligeable.

La variation d'aimantation observée est de même sens que celle que produirait une pression exercée sur la plaque. Elle n'est donc pas due à une dilatation de cette plaque sous l'influence de la chaleur, mais elle pourrait être due à la variation sous l'influence de la température des propriétés magnétiques de la substance qui constitue la plaque.

R. JOUAUST.

T. XL ; 1913.

GUSTAVE MIE. — Principe d'une théorie de la matière (*fin*). — P. 1-66.

Dans cette dernière partie de son mémoire, l'auteur étudie d'abord la force et la masse d'inertie ; les forces pondéromotrices agissant

sur une particule matérielle se calculent à partir des champs électriques et magnétiques, comme on le fait en électricité.

Mais les considérations précédentes ne suffisent pas pour expliquer la gravitation. L'auteur complète son système de grandeurs fondamentales en en introduisant cinq nouvelles. Il établit les cinq nouvelles équations correspondantes. Il édifie ainsi, en supposant que ce n'est pas la densité de l'énergie W, mais la grandeur H qui mesure la pesanteur, une théorie de la gravitation compatible avec le principe de l'énergie et le principe de relativité. Il en déduit un certain nombre de conséquences qui sont d'accord avec les faits; certaines autres demanderaient à être vérifiées : ainsi le rapport des deux masses et la constante de gravitation doivent dépendre de la température; mais ces variations sont si faibles qu'on ne peut pas espérer les mettre en évidence; il en est de même du rayonnement longitudinal de gravitation émis par les électrons. Ce que l'on pourrait essayer de vérifier, c'est que les équations de Maxwell doivent cesser d'être valables dans un champ électrique ou magnétique très intense. Une autre conséquence de cette théorie est le principe de relativité du potentiel de gravitation qui distingue la théorie de M. Mie de celles d'Einstein et d'Abraham.

L'auteur a enfin intercalé dans cette étude un chapitre sur les quanta. Il admet l'existence de doublets élémentaires dont l'explosion donnerait naissance aux spectres de bande et au rayonnement par quanta. Dans cette manière de voir, la quantité $\sqrt{h}$ jouerait un rôle analogue à celui de la charge électrique élémentaire.

L'auteur espère avoir été aussi loin que possible dans la voie théorique, c'est maintenant à l'expérience d'entrer en scène.

P. Job.

F. KIEBITZ. — La solution complète des équations différentielles de deux circuits électriques couplés magnétiquement et présentant un amortissement invariable. — P. 138-156.

Dans cette étude de caractère purement mathématique, l'auteur a étudié les équations différentielles linéaires homogènes auxquelles conduit la théorie des circuits oscillants couplés. Il a établi que l'intégrale générale d'une équation de ce type est représentée par une fonction algébrique de ses coefficients et des racines d'une équation du 3e degré.

En appliquant ces résultats au cas de deux circuits oscillants couplés, on voit que la résolution d'une équation cubique permet d'exprimer algébriquement les propriétés des oscillations du système en fonction des constantes de chacun des circuits. En particulier on peut calculer la fréquence, l'amplitude, la phase, l'amortissement.

Dans le cas d'un amortissement infiniment petit, l'équation cubique peut être calculée en toute rigueur, et les diverses grandeurs qui définissent les oscillations peuvent être exactement déterminées.

Paul de la Gorce.

Arthur PARTSCH. — Sur la théorie du courant photochimique dans les gaz. P. 157-194.

L'auteur éclaire l'un des plateaux d'un condensateur plan d'une façon constante et mesure l'intensité du courant photoélectrique dans différents gaz en fonction de la pression, de la différence de potentiel et de la distance des plateaux. Il remplace la formule de Townsend :

$$i = i_0 e^{lpNe^{-\frac{NVlp}{v}}}, \tag{1}$$

par la formule :

$$i = i_0 e^{l\left(1 - \frac{V}{v}\right)pNe^{-\frac{NVpl}{v}}}, \tag{2}$$

où

i_0 = le courant photoélectrique dans le vide absolu ;
l, la distance des plateaux ;
v, la différence de potentiel entre eux ;
V, le potentiel d'ionisation par chocs ;
p, la pression ;
N, le nombre de chocs que subit un ion lorsqu'il parcourt 1 centimètre sous une pression de 1 millimètre de Hg.

La formule (2) semble bien vérifiée par l'expérience ; malheureusement je ne suis pas arrivé à comprendre les raisons théoriques qui ont amené l'auteur à modifier la formule de Townsend. Celle-ci n'est certainement pas exacte, mais la théorie complète du courant photoélectrique dans les gaz est loin d'être simple : il faut tenir compte du

retour des ions par effet de diffusion sur la plaque éclairée (Langevin) (Voir un travail de E. Bloch dans *le Radium*, 1910, p. 125).

Les nombres obtenus pour les diverses constantes de la formule ci-dessus sont du même ordre que ceux qu'avait déterminés Townsend.

E. Bauer.

W. HÜTER. — Facteur de phase dans les résistances de valeur moyenne. P. 381-386.

L'auteur a évalué par le dispositif décrit dans son précédent mémoire (1) le facteur de phase de résistances enroulées d'après le procédé indiqué par Chaperon. Ce mode d'enroulement diminue le facteur de phase sans l'annuler complètement. Il est encore de -33×10^{-9} pour une bobine de 500 ohms, de $+34 \times 10^{-9}$ pour une bobine de 100 ohms et de 12×10^{-9} pour une bobine de 500 ohms.

L'auteur signale également que, puisque l'influence de la capacité prédomine encore pour les résistances élevées, on peut arriver à annuler le facteur de phase en mettant en série avec la bobine à fil fin principale des bobines de réglage en gros fil et à enroulement unifilaire.

Hans ALTERTHUM. — Complément à l'étude de l'effet Hall aux basses températures. — P. 391-392.

Depuis la publication de son précédent mémoire (2), l'auteur a eu connaissance d'un travail identique de Kamerlingh Onnes et Beckmann. L'auteur montre que ses résultats concordent avec ceux de ces expérimentateurs, comme le montre le tableau suivant :

Température degrés Kelvin.	Or		Cuivre	
	K. et B.	A.	K. et B.	A.
290	7,27	7,04	4,95	5,20
20	9,79	8,57	6,60	6,05

Onnes et Beckmann trouvent pour coefficient de l'argent 1,018,

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 253.
(2) *J. de Phys.*, ce vol., p. 71.

alors que des considérations théoriques avaient amené Alterthum à la valeur 1,10.

R. Jouaust.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIII, 1912, et t. XIV, 1913.

J. ISHIWARA. — La loi photochimique et la théorie moléculaire du rayonnement. P. 1142-1151.

Au lieu de chercher, comme le fait Einstein, à déduire l'hypothèse des quanta des lois expérimentales de la photochimie, l'auteur essaye de déduire des lois de la « théorie » moléculaire du rayonnement. Cette forme spéciale qu'il donne à l'hypothèse de Planck ne semble pas absolument nécessaire et me paraît apporter des hypothèses inutiles et difficiles à comprendre.

E. Bauer.

C. MAINKA. — Le sismographe à pendule conique. — P. 1207-1212.

L'auteur décrit les modèles de sismographes construits sur ses indications par la maison Bosch, à Strasbourg; il indique le procédé de détermination des constantes de l'appareil et publie une table complétant celle que le professeur Wiechert a publiée antérieurement pour permettre de déduire des diagrammes de l'instrument les déplacements réels du sol (1).

W. MARTEN. — Comparaisons de pyrhéliomètres. — P. 1212-1216.

Des comparaisons faites à l'observatoire de Potsdam en 1911 et 1912 entre les indications de cinq pyrhéliomètres Angström, d'une part, et celles d'un pyrhéliomètre étalon de la Smithsonian Institution, d'autre part, ont conduit aux conclusions suivantes :

(1) Une note très complète sur le même sujet a été publiée par M. Gondey, de l'Observatoire de Besançon, dans l'*Annuaire de la Société météorologique* de janvier 1912.

1° Ces pyrhéliomètres ont donné des indications comparables entre elles à 2 0/0 près en chiffre rond, mais inférieures de 3,5 à 5,3 0/0 aux valeurs absolues ou du moins très voisines des valeurs absolues fournies par le pyrhéliomètre à écoulement d'eau de la Smithsonian Institution ;

2° On n'a pas constaté avec le temps la diminution signalée par M. Kimball dans les indications de ces instruments. Un pyrhéliomètre en service depuis 1907 est resté au bout de cinq ans comparable à lui-même.

Le pyrhéliomètre d'Angström est donc un bon appareil dont l'emploi peut être recommandé. Il serait toutefois désirable que le constructeur étalonnât chaque instrument avec un pyrhéliomètre donnant des valeurs absolues.

On devra surveiller soigneusement l'affaiblissement signalé par M. Kimball et enduire les lames non de noir de fumée, mais de noir de platine beaucoup plus stable.

Ch. Dufour.

MAGNUS. — Mesure des chaleurs spécifiques des corps solides à haute température. — P. 5-11.

L'auteur a employé le calorimètre à cuivre de Nernst et Lindemann pour opérer entre 200° et 750°. Les dimensions de l'appareil sont simplement plus considérables. Les températures étaient mesurées par une pile thermoélectrique, chaque élément ayant un pôle dans le bloc de cuivre, et l'autre dans le bain extérieur maintenu à température bien constante. Le courant résultant était mesuré par une méthode de zéro, à l'aide d'un galvanomètre différentiel, de manière à conserver une grande sensibilité et précision, quelle que fût la variation de température à mesurer. On tarait directement le galvanomètre en calories, en mesurant le courant équivalent à celui qui était produit quand on fournissait une calorie au bloc de cuivre.

On trouve ainsi que les chaleurs spécifiques des corps solides augmentent avec la température. La fonction étant sensiblement linéaire, la chaleur vraie à $\frac{t_1 + t_2}{2}$ est sensiblement égale à la chaleur spécifique moyenne entre t_1 et t_2 que donne l'expérience.

La chaleur spécifique moléculaire C_p à pression constante ainsi

déterminée diffère de C_v du travail de dilatation thermique contre les forces moléculaires.

En utilisant une formule approximative de Nernst et Lindemann, où A est une constante individuelle :

$$C_p = C_v + C^2{}_p AT,$$

on obtient de bonnes vérifications de l'expérience pour ce qui a trait aux variations de C_p avec la température de — 200° à + 300°.

KARL-F. HERZFELD. — Electrochimie de solutions extrêmement diluées, et en particulier de corps radioactifs. — P. 29-31.

L'auteur montre que les résultats obtenus par G. v. Hevesy (1) ne peuvent pas s'expliquer par la formule habituelle de Nernst :

$$E = RT \log \frac{P}{p}.$$

Il propose une modification assez compliquée de cette formule, avec laquelle on retrouve au moins une partie des résultats de Hevesy.

CL. SCHAEFER et G. FRANKENBERG. — Influence de la température sur l'écoulement de turbulence (remarques sur le travail de M. W. Sorkau). — P. 89-93.

Sorkau a montré (2) que sous des pressions plus considérables que celle sous laquelle s'effectue l'écoulement normal des liquides étudié par Poiseuille, il existe d'autres modes d'écoulement dits de turbulence : on y distingue les domaines I, II et III pour lesquels la loi de turbulence

$$p^{\frac{1}{n}} t = C$$

correspond à diverses valeurs de n et de C.

La constante C_1 pour le domaine I serait une constante univer-

(1) *Phys. Zeit.*, XIII, 715 ; 1912.
(2) *Phys. Zeit.*, XIII, 805 ; 1912.

selle $\left(C_1 = e^{\frac{\theta}{273}}\right)$ relativement à la température, tandis que dans les domaines II et III, C_2 et C_3 seraient indépendants de la température.

Les auteurs montrent que C_1 ne peut pas être fonction universelle, et que C_2 et C_3 doivent nécessairement varier en sens inverse de C_1. Ils emploient pour cela une méthode extrêmement élégante qui consiste à examiner les conditions qu'imposent à C les équations de dimensions. On trouve ainsi pour C_1, C_2, C_3 une fonction de θ de la forme :

$$C = (1 - \alpha\theta)^{\frac{n-1}{n}} (1 - \beta\theta + \gamma\theta^2)^{\frac{2-n}{n}};$$

α, β, étant des constantes *individuelles*, C ne peut être constante *universelle*. De plus, dans le domaine I, n est plus petit que 2, mais il est plus grand que 2 dans les domaines II et III. Le second facteur de l'expression de C étant le plus important, il en résulte que C variera *en sens inverse* avec θ dans le domaine I d'une part et dans les domaines II et III de l'autre. On voit d'ailleurs en même temps que C_2 et C_3 sont des fonctions de θ, et non des constantes en regard de la température.

De plus, les nombres ainsi calculés pour les valeurs de C sont en parfait accord avec les valeurs expérimentales de Sorkau : d'où la conclusion que, puisque l'équation de dimensions se trouve ainsi vérifiée, les équations de l'hydrodynamique sur lesquelles elle repose s'appliquent également à la turbulence.

Enfin les auteurs montrent que le fait signalé par Sorkau comme étonnant, que le point de passage du domaine I au domaine II est fonction de θ, est au contraire une nécessité d'après les équations de l'hydrodynamique.

GUSTAV MIE. — Remarques sur le travail de M. W. Sorkau relatif au frottement de turbulence. — P. 93-95.

L'auteur discute les courbes et l'interprétation des résultats intéressants obtenus par Sorkau, auquel il reproche l'emploi de la méthode des moindres carrés, qui l'a empêché de se rendre compte de certaines particularités intéressantes. En particulier, il paraît impossible de représenter l'écoulement de turbulence par une loi telle que

$p^{\frac{1}{n}}t = C$, où n demeurerait constant, les courbes $\frac{1}{n}\log p + \log t = C$ n'étant pas des droites.

W. SORKAU. — Sur le rapport entre le poids moléculaire et la constante du frottement de turbulence. — P. 147-152.

On sait [1] que l'on peut distinguer deux domaines de turbulence. Le premier (turbulence de Hagen) est défini par la loi :

$$C = t\sqrt[3]{p^2 e^{\frac{\theta}{273}}},$$

le second (domaine de l'écoulement sans frottement) par

$$C = t\frac{\sqrt{p}}{\sqrt{D}},$$

D étant la densité du fluide employé.

L'auteur montre que, dans le premier cas, la constante C est une fonction du poids moléculaire M qui, pour les corps considérés, a pour expression :

$$C = 12{,}25\sqrt{M}.$$

Pour la seconde, C = 36,05 et est indépendant de la nature du liquide. Si on introduit la nature du liquide dans la constante de façon à avoir les deux équations comparables :

$$C = t\sqrt[3]{tp^2 e^{\frac{\theta}{273}}},$$
$$C' = t\sqrt{p}$$

(la température n'intervenant pas dans le second cas), on constate qu'en rangeant les constantes C et C′ suivant leur ordre de grandeur pour les divers liquides en expérience, l'ordre obtenu est inverse dans le premier et le second cas.

Malheureusement les corps choisis pour ces vérifications (éthers acétiques) sont trop peu nombreux et chimiquement trop voisins pour qu'il soit possible d'affirmer que la relation entre C et M soit bien une propriété colligative générale. Cependant la méthode serait du plus haut intérêt pour l'étude de l'état d'association des liquides (dans

(1) *Phys. Zeit.*, XIII, 805 ; 1912.

le domaine de Hagen naturellement). Un essai avec l'eau a donné à l'auteur un poids moléculaire $(H^2O)^8$, nombre identique à celui obtenu par J. Duclaux d'après l'étude de la dilatation.

CH. LEENHARDT.

R. GRAMMEL. — I. Sur les oscillations dans le cas d'une loi de résistance quadratique. — P. 20-21.

II. Addition. — P. 125.

L'auteur rappelle les aperçus de Ph. Forchheimer (1) sur les oscillations d'une colonne d'eau dans le cas où la résistance est proportionnelle au carré de la vitesse et apporte à ce problème une nouvelle contribution.

Il montre qu'à l'encontre de ce qui se passe dans le cas d'une loi linéaire de résistance, l'oscillation ne peut être apériodique.

Pour une valeur convenable du coefficient de résistance, l'ascension de l'eau est uniformément retardée.

Mention d'un travail récent de v. Ignatowsky (2).

H. LORENZ. — Solutions approchées des problèmes de la théorie de l'élasticité. — P. 71-74.

Les composantes de l'écart d'un point d'un corps sous tension sont mises sous la forme donnée par W. Ritz (3), dans sa recherche des solutions approchées des problèmes de la théorie de l'élasticité.

Ces expressions contiennent des coefficients indéterminés que l'on calcule en écrivant :

Que la somme des travaux des forces intérieures et des forces extérieures est nulle ;

Que le travail de déformation est minimum.

L'auteur applique la méthode à quelques cas. Il peut arriver qu'en prenant un nombre de termes limité pour l'expression de l'écart, on obtienne une solution *exacte;* c'est ainsi que deux termes suffisent dans le cas d'une poutre encastrée à une extrémité et chargée à l'autre extrémité.

E.-M. LÉMERAY.

(1) *Zeitschr. d. Ver. D. Ing.*, LVI, 1291; 1912.
(2) *Archiv d. Math. u. Phys.*, XVII, 338-344; 1912.
(3) W. RITZ, *Œuvres*, p. 192-275.

A. VAN DEN BROECK. — Les éléments radioactifs, le système périodique et la constitution atomique. — P. 32-41.

Statistique des éléments radioactifs à incorporer au système périodique ; en tenant compte des produits de dégradation intermédiaire qui émettent des rayons α et en comptant pour un seul élément ceux de ces produits qui ont le même poids atomique, on a 14 éléments dans les séries du radium et du thorium et 5 dans celle de l'actinium. La huitième colonne a trois rangées ; les deux émanations d'une part, le radiothorium et l'ionium de l'autre, occupent une seule place (colonne 0 et 3).

La différence moyenne est 2 ; le nombre des charges intraatomiques serait égal à la moitié du poids moléculaire.

L'auteur compare cette théorie aux résultats des expériences de J.-J. Thomson sur les rayons positifs et de Barkla sur la radiation X fluorescente et fait un plan de l'atome concordant avec ses hypothèses, dans l'esprit de la théorie de Rutherford.

G. VON HEVESY. — La valeur des éléments radioactifs. — P. 49-63.

L'auteur a été amené à rechercher une relation entre la nature du rayonnement et la valence du corps radioactif considéré ; pour déterminer la valence au moyen de faibles quantités de matière, il emploie la méthode de diffusion. Nernst a donné la relation suivante entre le coefficient de diffusion D (en jours), la valence n d'un sel et les mobilités u et v de ses ions, U, V étant les nombres de transport correspondants :

$$D_{18^\circ} = \frac{0{,}04485}{n} \cdot \frac{uv}{u+v} = \frac{1}{n}\frac{2UV}{U+V}RT \text{ (1)}.$$

Cette formule, vérifiée par Nernst dans le cas de sels monovalents, s'étend aux sels bivalents si on admet que la dissociation électrolytique est complète.

D'autre part, si on fait diffuser du chlorure de radium dans l'acide chlorhydrique, comme les forces électriques régularisent la diffusion des ions proportionnellement à leurs concentrations respec-

(1) NERNST, *Chimie générale*, trad. Corvisy, t. I, p. 421.

tives, l'effet régulateur des ions $\overset{-}{Cl}$ sur le mouvement des ions $\overset{++}{Ra}$ se trouve amoindri. D'après la théorie d'Abegg et Bose [1], si D' est le coefficient de diffusion dans le milieu chlorhydrique, U' le nombre de transport de l'ion $\overset{+}{H}$, U celui de $\overset{++}{Ra}$, V' celui de $\overset{-}{Cl}$, c la concentration de $RaCl^2$, γ celle de HCl, on a le rapport de D' à D défini plus haut :

$$\frac{D'}{D} = \frac{\frac{c}{\gamma} + \frac{U' + V}{2V}}{\frac{c}{\gamma} + \frac{U' + V}{U + V}}.$$

L'auteur emploie la méthode de mesure des coefficients de diffusion de Graham-Stephan (appareil de Scheffer) ; la loi de Fick s'est trouvée vérifiée dans tous les cas, malgré les complications provenant de la dégradation des éléments radioactifs.

Les valeurs trouvées en mesurant D' et en tirant n de l'équation de Nernst sont : $n = 2$ pour Ra, Th X, Ac X ; $n = 1$ pour Th B : $n = 2$ pour Th C ; $n = 4$ pour Ra D ; $n = 2$ pour Ra E et F ; $n = 4$ pour le radiothorium, Io, Th et Ur X.

La mesure des mobilités se fait par la méthode des surfaces de séparation.

Les éléments B se placent entre le plomb et le thallium. La valence des éléments obtenus après production de rayonnement α diffère de deux unités de celle de la substance-mère et augmente le caractère électropositif.

Le rayonnement β produit l'effet inverse.

G. von HEVESY et L. von PUTNOKY. — Sur la diffusion de l'uranium. — P. 63-65.

La méthode précédente n'a pas permis de différencier Ur I et Ur II.

E. GRIMSEHL. — Phénomènes électrolytiques. — P. 81.

La déviation des gaz de l'électrolyse dans un champ magnétique que l'auteur a décrite antérieurement [2] est due à l'entraînement

---

(1) Abegg et Bose, *Zeitschr. f. ph. Ch.*, XXX, p. 545 ; 1899.
(2) *Ph. Z.*, XIII, p. 1199 ; 1912.

des bulles par les courants de convection qui se produisent dans un électrolyte placé dans un champ.

A. BESTELMEYER. — Sur l'organisation de travaux pratiques de physique pour commençants. — P. 83-85.

Organisation par groupe de huit élèves des travaux pratiques de commençants à l'Institut de Physique de Göttingen; chaque appareil existe en un nombre d'exemplaires inférieur ou égal à 8, suivant le prix. Nous croyons que ce système a déjà été employé dans certains cas par les professeurs de l'enseignement secondaire français, pour des élèves d'une instruction déjà avancée.

STEPHAN MEYER. — Note sur la valeur récente du poids atomique du radium. P. 124-125.

Les nouvelles déterminations de Hönigschmid ayant porté sur des échantillons qui d'après les déterminations effectuées avec la collaboration de Haschek [1] ne contiennent pas plus de 0,001 0/0 de baryum, les objections de Marckwald [2] ne paraissent plus justifiées. On peut donc prendre Ra = 226, comme Pb = 207.

La différence 19 = 5 × 3,8. Ce nombre 3,8 diffère notablement du poids atomique de l'hélium (3,99).

A. GRUMBACH.

E. v. SCHWEIDLER. — Sur la théorie des fluctuations de concentration dans les solutions radioactives. — P. 198-200.

Dans son dernier mémoire [3] Th. Svedberg maintient les conclusions de sa théorie, bien que P. Langevin, M. V. Smoluchowski et H.-A. Lorentz aient démontré qu'elle est inexacte. Th. Svedberg fait remarquer qu'elle est d'accord avec l'expérience et pense que ses contradicteurs se sont trompés. Comme ces savants n'ont pas publié leur point de vue, l'auteur pense qu'il est utile d'exposer une théorie correcte de ces phénomènes.

Lorsqu'on observe la rupture d'un atome, il faut, d'une part, que l'atome soit situé dans une certaine région de l'espace, la « région

(1) *Wiener Sitzber*, CXXI, 31 oct. 1912.
(2) *Ph. Z.*, XIII, p. 732 ; 1912 ; — *J. de Phys*, 5e série, t. II, p. 965 ; 1912.
(3) *Phys. Zeitsch.*, XIV, 22; 1913.

active », et que, d'autre part, il se rompe. L'auteur calcule de deux manières un peu différentes le carré moyen de la fluctuation.

Le résultat n'est pas d'accord avec les expériences de Svedberg. On pourrait supposer que, pour qu'on puisse observer la rupture de l'atome, il faut d'autres conditions que les deux conditions précédemment énoncées.

Mais, pour qu'on puisse espérer expliquer ainsi les écarts de la théorie et de l'expérience, il faut admettre que ces conditions, tout en suivant les lois du hasard, ne sont pas vérifiées indépendamment par les différents atomes (on pourrait supposer, par exemple, qu'il se forme des essaims d'atomes se déplaçant en bloc).

H. TETRODE. — Remarques sur l'énergie d'un gaz monoatomique et l'application aux liquides de la théorie des quanta. — P. 212-215.

Dans un travail récent (1) P. Debye a donné, pour la chaleur spécifique des solides, une formule qui concorde bien avec l'expérience.

L'auteur applique la même méthode de calcul aux gaz et aux liquides. Cette application n'est peut-être pas très légitime; elle donnera tout au moins des résultats qualitatifs.

L'auteur décompose donc les mouvements possibles du fluide en vibrations sinuïsoidales dont les vitesses sont infiniment petites par rapport à la vitesse de propagation du son. Il ne tient compte de ces vibrations qu'à partir d'une certaine fréquence limite ν_m et leur attribue un apport d'énergie égal à :

$$\frac{\frac{1}{2} h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Soient alors U l'énergie d'un gaz parfait, N le nombre de molécules présentes dans le volume V, l'auteur obtient les deux formules:

$$U = \frac{9N}{2\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \nu^2 d\nu,$$

$$\nu_m^3 = \frac{9N}{4\pi V} \left(\frac{dp}{d\rho}\right)^{\frac{3}{2}};$$

(1) *Ann. d. Phys.*, XXXIX, 789; 1912.

en particulier, dans une transformation adiabatique, on a :

$$\nu_m = \left(\frac{9N}{4\pi V}\right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{10U}{9_m N}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

L'auteur calcule l'énergie, les chaleurs spécifiques, l'entropie d'un gaz resté parfait à très basse température ; il indique comment on ferait le calcul pour un fluide obéissant à l'équation de Van der Waals.

Il semble, d'après les formules obtenues, que l'effet des quanta devrait se faire sentir aux fortes pressions dès la température ordidinaire.

RUDOLPH LADENBURG. — Remarque sur le rapport du pouvoir émissif au pouvoir absorbant dans un gaz incandescent. — P. 195-198.

Dans un travail antérieur[1], l'auteur a étudié les propriétés optiques de couches d'hydrogène incandescent. Le gaz étant fortement excité, il se produit un étalement de la raie rouge H_α, et, à l'intérieur de cette raie, le rapport $\frac{E}{A}$ du pouvoir émissif au pouvoir absorbant varie avec la longueur d'onde.

M. Brotherus a émis l'hypothèse [2] que cette variation était due à l'hétérogénéité des couches gazeuses.

L'auteur démontre expérimentalement que les couches gazeuses qu'il a employées sont homogènes; il mesure, en effet, l'intensité lumineuse émise latéralement et trouve qu'elle est constante tout le long du tube à décharge. D'ailleurs les phénomènes optiques ne changent pas, si l'on crée une hétérogénéité par un champ magnétique, par exemple.

Il faut admettre, ou bien que la loi de Kirchhoff est inexacte dans ce cas particulier, ou bien que la raie H_α est émise par des centres de deux espèces $\left(\text{à chaque espèce correspondrait un } \frac{E}{A} \text{ constant}\right)$, les uns donnant naissance à la ligne spectrale H_α elle-même, les autres produisant une bande continue. P. JOB.

---

(1) *Verh. d. D. phys. Ges.*, XII, 54; 1910 ; — *Phys. Zeitschr.*, XII, 5; 1911.
(2) *Phys. Zeitschr.*, XIII, 541 ; 1912.

A. WESELY. — Sur la résistance électrique entre un cristal et un corps métallique en contact suivant une surface plane (¹). — P. 76-81.

L'auteur s'est proposé d'étudier l'influence de la pression et de la température sur la résistance des cristaux de sulfure de plomb, de pyrite et de marcassite. Les échantillons essayés avaient la forme de cylindres de 8 à 9 millimètres de diamètre et de 4 à 5 millimètres de hauteur. Les résistances étaient mesurées, comme dans les expériences de Streintz, par une méthode potentiométrique.

1° *Influence de la pression.* — L'auteur utilisa d'abord des électrodes en platine recouvert de noir de platine; mais il dut renoncer à ce mode opératoire, les résistances de passage étant très élevées. Il employa ensuite des électrodes en plomb amalgamé appliquées contre le cristal au moyen de vis de serrage. Les mesures conduisirent aux conclusions suivantes : la résistance dépend beaucoup de la pression exercée; elle décroît constamment quand la pression augmente et on arrive à la rupture du cristal sans avoir atteint un minimum de résistance.

2° *Influence de la température.* — Dans ces expériences les contacts étaient constitués par du mercure. Voici les principaux résultats mis en évidence par les mesures de l'auteur :

Pour le sulfure de plomb, la loi de variation de la résistance peut être représentée par l'équation :

$$\sigma_t = 0{,}00156\,[1 + 0{,}00478\,(t + 37{,}7)],$$

σ_t étant la résistivité en ohms-centimètre à la température $t°$. La formule n'est valable qu'entre — 38° et 22°. Au-dessus de 22°, des irrégularités apparaissent, dues à la formation sur les électrodes d'une pellicule mauvaise conductrice, qui paraît être de nature gazeuse.

Dans le cas des cristaux de pyrite, la même anomalie se manifeste à partir de 100°. Entre — 37° et 90°, la résistivité de ce corps, en fonction de la température, est donnée par l'équation :

$$\sigma_t = 0{,}00247\,(1 + 0{,}00228t + 0{,}0000027t^2).$$

(¹) Voir les articles de STREINTZ et WELLIK et de STREINTZ, *Physikalische Zeitschrift*, t. XII, p. 845-854, 1911; t. XIII, p. 673-677, 1912, et *J. de Phys.*, 5ᵉ série, t. I, p. 1047-1048, 1911, et t. II, p. 793-794, 1912.

Les mesures effectuées sur la marcassite présentaient des difficultés spéciales en raison de l'altération rapide des surfaces de contact qui se produisait spontanément à la température ambiante. L'auteur indique néanmoins comme valeur approximative de la résistivité de ce cristal : 2,4 ohms-centimètre à 0° et 1,68 ohm-centimètre à 18°.

RICHARD AMBRONN. — Sur la conductibilité électrique du verre et du cristal de roche. — P. 112 à 118.

Dans une série de recherches poursuivies à l'université de Gottingen, l'auteur a étudié comment variait avec la température la conductibilité électrique du cristal de roche et de différents verres de composition simple. Comme la conductibilité de ces substances est de nature électrolytiqne, des précautions spéciales étaient nécessaires pour éviter les phénomènes de polarisation. L'emploi d'électrodes impolarisables (telles que l'amalgame de sodium) est impossible aux températures supérieures à 350°. D'autre part, la mesure des courants alternatifs très faibles présente de grandes difficultés. L'auteur a eu recours au procédé suivant : il se servait d'une source à courant continu, mais en lui adjoignant un commutateur tournant, de manière que les échantillons en essai fussent soumis à des tensions alternées. Les plaques de verre ou de cristal de roche utilisées dans les mesures étaient de forme circulaire, de 20 millimètres de diamètre et de 2 à 3 millimètres d'épaisseur. Des disques de platine, venant s'appliquer contre leurs faces planes, elle-mêmes platinées, servaient d'électrodes.

L'auteur étudia trois espèces de verres dont la composition moléculaire était la suivante :

Verre 1	$0{,}50Na^2O$;	$0{,}25CaO$;	$2{,}00SiO^2$
— 2	$0{,}75Na^2O$;	$0{,}25CaO$;	$2{,}00SiO^2$
— 3	$1{,}00Na^2O$;	$0{,}25CaO$;	$2{,}00SiO^2$

Les mesures effectuées à des températures variant entre 100° et 460° montrèrent que la résistance peut être représentée par une expression de la forme :

$$W = ae^{\frac{B}{\theta}}.$$

α et B sont des constantes caractérisant les différents verres, θ est la température absolue.

Voici les valeurs de α et de B pour les trois variétés de verre essayées :

Verre 1.............	$\alpha = 1035,10^5$	$B = 9482$
— 2.............	$\alpha = 642,10^5$	$B = 8779$
— 3.............	$\alpha = 498,10^5$	$B = 8155$

B est une fonction linéaire de la concentration en soude : α décroît avec cette concentration c d'abord rapidement, puis moins vite. Le produit αc n'est pas constant, mais on peut déterminer un nombre k tel que $\alpha(c-k)$ soit à peu près invariable pour les trois sortes de verres. Ce terme k correspondrait, d'après l'auteur, à l'existence d'un certain nombre d'ions sodium non dissociables.

L'étude [du quartz conduisit à des résultats particulièrement complexes. L'auteur observa d'abord que la conductibilité apparente croissait avec la vitesse du commutateur : elle n'avait pas encore atteint une valeur limite pour 200 alternances par seconde. De nombreuses mesures réalisées à diverses températures avec des fréquences variables permirent d'établir la relation :

$$W = W_0 + a\sqrt{\tau},$$

a est une constante, τ est la durée d'une période de commutation complète, W_0 est la résistance vraie. C'est cette grandeur W_0 ainsi déterminée expérimentalement que l'auteur a introduite dans les formules. L'influence de la température est alors représentée par l'équation :

$$\log W_0 = A + \frac{B}{\theta - C},$$

A, B, C étant des constantes et θ la température absolue.

Dans les différents échantillons essayés, C avait une valeur à peu près fixe et égale en moyenne à 225°. Le coefficient B, qui caractérise la variation de la conductibilité avec la température, était compris entre 1100 et 1600. Quant au terme A, il variait dans de larges limites (0,3 à 2,7). Il dépend de l'orientation de la plaque par rapport à l'axe cristallographique ; en outre des écarts importants étaient dus aux différences de pureté et d'homogénéité des échantillons.

Paul de la Gorce.

E. PRINGSHEIM. — Sur la théorie de la luminescence. — P. 129-131.

Essai d'application de la théorie des quanta aux phénomènes de luminescence. D'après M. Pringsheim, on devrait s'attendre, dans un milieu luminescent, à avoir :

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = e_{\lambda T_1},$$

$e_{\lambda T_1}$ étant le pouvoir émissif d'un corps noir de température T_1, *cette température étant constante* pour toutes les raies d'un même spectre.

En d'autres termes, la distribution de l'énergie dans un spectre de luminescence serait telle qu'elle correspondrait à une température d'émission constante T_1, comme pour un rayonnement purement thermique ; seulement T_1 différerait de la température vraie du milieu lumineux.

Ainsi s'expliquerait le fait bien connu que l'énergie se déplace en général vers l'ultra-violet, lorsque l'intensité de l'excitation augmente.

Je ne puis pas partager entièrement les idées de l'auteur. L'application de raisonnements statistiques aux phénomènes irréversibles est très difficile et n'est possible qu'avec des hypothèses souvent arbitraires.

D'ailleurs, l'expérience semble montrer que la température T_1 est loin d'être la même pour toutes les raies d'un même spectre.

D'après les expériences de Ladenburg, cette température varie même à l'intérieur d'une même raie.

E. Bauer.

George-K. BURGESS. — État actuel de la question des échelles de température. P. 152-158.

L'auteur passe en revue les différentes échelles thermométriques en usage. L'échelle thermodynamique est seule indépendante des propriétés particulières d'une substance quelconque, et d'ailleurs elle est pratique à toute température, puisque les températures mesurées au thermomètre à gaz coïncident à très peu près avec la

température absolue et que les lois du rayonnement permettent d'évaluer directement les hautes températures selon l'échelle thermodynamique. L'auteur donne une table de corrections fournissant la température absolue en fonction des indications des thermomètres à hélium, à hydrogène et à azote (en particulier à — 200° le thermomètre à hélium et à volume constant donne directement la température absolue à 1 0/0 près). De même le mémoire contient une table de correction pour le couple platine-platine rhodié et deux tables de points fixes (ébullition de l'hydrogène, fusion de la glace, du mercure, du zinc, du platine, etc...).

L'auteur insiste plus particulièrement sur le thermomètre à résistance de platine, qui est certainement, entre — 200 et 1.000°, l'instrument secondaire le plus précis et qui a rendu de grands services depuis quelques années. Il suffit, pour calibrer cet instrument entre — 100 et 1.000°, d'un seul point (outre 0 et 100) (par exemple le point d'ébullition du soufre), et l'on peut avoir la température centigrade entre 0 et 100 à 0°,004 près, c'est-à-dire avec une précision plus grande que celle qu'atteint le Bureau international des poids et mesures en reproduisant son échelle.

Il serait en tous cas très désirable de choisir pour toutes les températures une échelle internationale. De cette manière une mesure effectuée entre 500 et 1.000° aurait une signification aussi précise pour tous qu'entre 0 et 100. Le choix le plus logique serait certainement celui de l'échelle thermodynamique.

George-K. BURGESS. — Un micropyromètre. — P. 158-160.

Il s'agit de la simplification d'un appareil déjà décrit pour la mesure rapide des points de fusion de substances en très petite quantité[1]. Le produit à étudier est placé sur la platine d'un microscope et chauffé par un fil de platine parcouru par un courant. Pour mesurer la température, on compare l'intensité des rayonnements lumineux émis par ce fil et par une petite lampe placée dans l'oculaire, et on les amène à l'égalité. Cet appareil convient surtout pour les points de fusion des métaux dont 0gr,001 suffit pour permettre la mesure.

P. Job.

[1] *Bull. Bur. Standards*, III, 345 ; 1907.

DÉDUCTION THERMODYNAMIQUE DE LA LOI DE L'ÉQUIVALENCE PHOTOCHIMIQUE (1);

Par M. EINSTEIN.

L'hypothèse des quanta a conduit à supposer la relation suivante entre les actions photochimiques et le rayonnement qui les produit : dans tout phénomène photochimique élémentaire de décomposition d'une molécule par le rayonnement, l'énergie $h\nu$ est empruntée à celui-ci, h représentant la constante connue de la formule de Planck et ν la fréquence de la radiation agissante. Nous allons nous occuper de cette loi, sans nous placer au point de vue de la théorie des quanta, mais en partant au contraire d'une conception plus phénoménologique, et sans chercher à nous faire une représentation du mécanisme des actions en jeu.

Représentons-nous un gaz dont la molécule sera désignée par AB. Nous admettons en outre que ces molécules AB se décomposent sous l'influence de la radiation dans leurs composantes A et B et que cette décomposition est liée à l'absorption de la radiation. Nous supposerons encore que l'intervalle de fréquence qui est capable de produire cette réaction est d'étendue non infiniment petite.

Nous ferons sur cette réaction de décomposition photochimique des hypothèses et nous en tirerons des conséquences au moyen des méthodes de la thermodynamique classique. Les premières de ces hypothèses sont :

1° Lorsque la radiation de l'intervalle $d\nu$, faisant partie de la région spectrale à laquelle la réaction est sensible, agit sur le gaz, le nombre des molécules décomposées par unité de temps est proportionnel à l'intensité de la radiation et au nombre des molécules AB présentes;

2° L'énergie lumineuse ε absorbée par la décomposition d'une molécule-gramme AB est indépendante de l'intensité de la radiation. Mais elle peut dépendre de la fréquence de la radiation employée et de la température du gaz ;

3° Il n'y a pas entre la radiation et le gaz d'action autre que le phénomène photochimique, de telle sorte que le passage de l'énergie ε de la fréquence ν de la radiation au gaz est lié d'une manière

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 27 mars 1913.

univoque, comme par un mécanisme rigide, à la décomposition de la molécule-gramme AB.

Le rayonnement noir de la température T devra certainement pouvoir exister en équilibre thermodynamique avec un mélange des gaz AB, A et B à la même température T, pour des concentrations moléculaires déterminées η_{AB}, η_A et η_B. Nous appellerons un état de cette espèce un « équilibre thermodynamique proprement dit ». Dans cet état la radiation de l'intervalle de fréquence $d\nu$ décompose un certain nombre de molécules AB par unité de temps. Le même nombre de molécules AB doit se reformer par unité de temps à partir des produits de décomposition et, dans ce phénomène inverse, il doit être émis par le gaz exactement la même énergie de rayonnement de l'intervalle $d\nu$ que celle qui est absorbée par la décomposition.

En ce qui concerne l'énergie de rayonnement émise par la recombinaison, nous ferons encore deux autres hypothèses dont l'exactitude paraît peu douteuse quand le rayonnement est de densité suffisamment faible ;

4° Le nombre de recombinaisons de molécules A et B par unité de temps est indépendant de la densité du rayonnement;

5° L'énergie de rayonnement d'un certain intervalle de fréquence $d\nu$ émise par la recombinaison d'une molécule-gramme de A avec une molécule-gramme de B est indépendante de la densité du rayonnement.

Si ces conditions sont remplies, elles entraînent la proposition suivante. Si

$$(1) \qquad \rho(\nu)\ (^1), \qquad \eta_{AB}, \qquad \eta_A, \qquad \eta_B$$

caractérisent un cas « d'équilibre thermodynamique proprement dit », il y a des équilibres thermodynamiques qui sont caractérisés par

$$(1a) \qquad \rho' = \frac{\rho}{\alpha}, \quad \eta'_{AB} = \alpha\eta_{AB}, \qquad \eta_A' = \eta_A, \qquad \eta'_B = \eta_B,$$

où α est une constante quelconque, indépendante de ν, si dans le cas (1a) la température du mélange gazeux est la même que dans le cas (1).

---

(1) $\rho(\nu)$ est la densité du rayonnement noir de température T, correspondant à la fréquence ν.

En effet, d'après l'hypothèse 1°, le nombre des molécules décomposées pendant l'unité de temps et d'après l'hypothèse 4° celui des molécules reformées pendant l'unité de temps sont les mêmes dans les deux cas. En outre, d'après 2° et 5°, la répartition de l'énergie entre le rayonnement et le gaz est invariable, si l'on maintient en même temps l'hypothèse 3°. L'état (1*a*) a donc une existence durable; il doit donc être considéré comme un état d'équilibre thermodynamique que nous pourrons désigner comme un « équilibre thermodynamique improprement dit ».

Pour tirer des conséquences de nos hypothèses, nous écrirons les équations qui expriment que tous les états (1*a*) sont des états d'équilibre thermodynamique. Pour pouvoir le faire commodément, nous complétons le système formé du gaz et du rayonnement par un réservoir de chaleur infiniment grand avec lequel le gaz est, d'une manière permanente, en communication thermique (par conduction de chaleur). Supposons que le système tout entier soit isolé de l'extérieur. On doit alors avoir pour tout déplacement virtuel :

$$\delta S_s + \delta S_g + \delta S_r = 0, \tag{2}$$

où S_s est l'entropie du rayonnement, S_g celle du mélange gazeux et S_r celle du réservoir. Le déplacement virtuel considéré est le suivant: Une molécule-gramme AB se décompose avec absorption de l'énergie de rayonnement ε dans un intervalle $d\nu$ voisin de la fréquence ν.

On a donc d'abord :

$$\delta S_s = -\frac{\varepsilon}{T'_s}, \tag{a}$$

en appelant T'_s la température du rayonnement de fréquence ν qui correspond à la densité $\rho' = \frac{\rho}{\alpha}$.

On a, pour l'entropie du mélange de gaz, l'équation bien connue :

$$S_g = \Sigma n_\lambda (\sigma_\lambda + R \log V - R \log n_\lambda),$$

où

n_λ = nombre des molécules-grammes du gaz de l'espèce λ ;

$\sigma_\lambda = \int \frac{du_\lambda}{T}$ (u_λ = énergie du gaz de l'espèce λ par molécule-gramme) ;

$U_g = \Sigma n_\lambda u_\lambda$ est donc l'énergie totale du mélange gazeux ;

V = volume ;

R, la constante de l'équation caractéristique des gaz.

Il en résulte :

$$(b) \qquad \delta S_g = \Sigma \delta n_\lambda (\sigma'_\lambda - R \log \eta'_\lambda),$$

où

δn_λ est la variation du nombre des molécules-grammes dans le déplacement virtuel ($\delta n_1 = -1$, $\delta n_2 = \delta n_3 = +1$);
$\sigma'_\lambda = \sigma_\lambda - R$;
η'_λ = concentration en volume du gaz de l'espèce λ dans le cas (1*a*).

Il convient de remarquer que, à cause de (1 *a*), on a encore :

$$(b') \qquad \Sigma \delta n_\lambda \log \eta'_\lambda = \Sigma \delta n_\lambda \log \eta_\lambda - \log \alpha = \Sigma \delta n_\lambda \log \eta_\lambda + \log \frac{\rho}{\rho'}.$$

Désignons enfin par $\mathcal{E}_s$ l'énergie du rayonnement, par $\mathcal{E}_g$ celle du mélange. A cause du principe de l'équivalence, ($\delta \mathcal{E}_s + \delta \mathcal{E}_g$) sera égal à la chaleur communiquée au réservoir, de sorte que :

$$\delta S_r = -\frac{\delta \mathcal{E}_s + \delta \mathcal{E}_g}{T},$$

ou, en remplaçant $\delta \mathcal{E}_s$ et $\delta \mathcal{E}_g$ par leurs valeurs :

$$\delta S_r = \frac{\varepsilon}{T} - \Sigma \delta n_\lambda \frac{u_\lambda}{T}.$$

L'équation (2) devient, à cause de (*a*), (*b*), (*b'*) et (*c*) :

$$(2a) \qquad \Sigma \delta n_\lambda \left(\sigma_\lambda - \frac{u_\lambda}{T} - R \log \eta_\lambda \right) + \frac{\varepsilon}{T} - \frac{\varepsilon}{T'_s} + R \log \rho - R \log \rho' = o.$$

Cette équation doit encore être valable dans le cas particulier où $\alpha = 1$. (*a*) se réduit alors à (1), c'est-à-dire que l'état devient celui de l'équilibre thermodynamique proprement dit. Alors $T'_s = T$ et $\rho' = \rho$. Il en résulte que le premier membre de (2*a*) doit disparaître ; on obtient ainsi :

$$\Sigma \delta n_\lambda \left(\sigma'_\lambda - \frac{u_\lambda}{T} - R \log \eta_\lambda \right) = o,$$

équation qui n'est autre que la condition bien connue de l'équilibre thermochimique entre gaz parfaits. L'équation (2*a*) devient par conséquent :

$$\frac{\varepsilon}{RT'_s} + \log \rho' = \frac{\varepsilon}{RT} + \log \rho.$$

Le second membre est, par suite de l'équation (2), une constante pour une température donnée du gaz et une fréquence donnée. Il est donc indépendant de ρ' et de T_i'. Il doit en être de même du premier, donc

(3) $$\rho' = Ae^{-\frac{\varepsilon}{RT'_i}}.$$

Cette équation montre que, d'après les hypothèses faites, la dépendance du rayonnement monochromatique de la température doit obéir à la loi de Wien, d'après laquelle :

(3a) $$\rho = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-\frac{h\nu N}{RT}}.$$

On sait que, pour une fréquence donnée, la formule de Wien n'est valable que pour un rayonnement suffisamment dilué. On reconnaît donc ici que nos hypothèses ne sont pas valables pour une densité de rayonnement quelconque.

Mais le fait que nos déductions donnent, d'une part, la formule connue de l'équilibre thermochimique, et de l'autre, la formule du rayonnement de Wien montre que, dans le cas des densités de rayonnement suffisamment faibles, elles conduisent à des résultats en accord avec les faits d'observation.

La comparaison des équations (3) et (3a) montre que :

(4) $$\varepsilon = Nh\nu,$$

où N est le nombre de molécules dans le molécule-gramme, h la constante bien connue de Planck. Cette équation exprime la loi de l'équivalence photochimique qui avait déjà été déduite antérieurement de l'hypothèse des quanta.

Nous allons encore attirer l'attention sur une particularité qui a une importance de principe. Nous avons admis, comme point de départ, que la molécule absorbante a un domaine fini de sensibilité ($\nu_1 - \nu_2$). Dans (4), ν désigne n'importe quelle fréquence de ce domaine, et l'on a examiné l'activité photochimique de cette fréquence ν en l'introduisant dans le déplacement virtuel. Il résulte donc de (4) que l'énergie ε absorbée par la décomposition d'une molécule-gramme du gaz considéré, n'est en aucune façon une quantité caractéristique du mécanisme absorbant, mais que cette quantité ε ne dépend que de la fréquence du rayonnement agissant.

Cette conséquence peut aussi être déduite de l'hypothèse des quanta de lumière ; mais puisque, pour des raisons bien connues, on ne peut se servir de cette hypothèse qu'avec beaucoup de prudence et même de méfiance, il me semble important que cette conséquence puisse être établie sur une base plus solide. Le contrôle de ce résultat, soit au moyen du rayonnement lumineux, soit au moyen des rayons Röntgen de fluorescence, serait désirable.

PRODUCTION DES GRANDES VITESSES ANGULAIRES (1);

par M. Maurice LEBLANC.

Nous ne nous occuperons, dans ce qui va suivre, que de rotors assimilables à un corps de révolution autour d'un axe *uv*. Le plus grand ou le plus petit des axes de son ellipsoïde d'inertie central devra toujours, sinon se confondre avec l'axe *uv*, du moins en être extrêmement voisin.

Vitesses critiques propres *d'un rotor*. — Considérons un semblable rotor A.

Nous pouvons le rendre le siège de vibrations transversales, en émettant un son de fréquence β dans son voisinage. Pour certaines valeurs β_1, β_2,... de cette fréquence, il y a résonance, et l'amplitude des mouvements vibratoires n'est plus limitée que par la viscosité du corps qui le constitue et celle du milieu ambiant. A égalité d'intensité des sons émis, cette amplitude passe par des maxima et les déformations subies par le rotor peuvent devenir dangereuses pour sa conservation.

Supposons maintenant que deux sources sonores de même intensité, de même fréquence β, mais dont les vibrations présentent une différence de phases de $1/4$ de période, agissent simultanément sur le rotor A, suivant deux plans passant par l'axe *uv* et perpendiculaires entre eux.

Les deux mouvements vibratoires communiqués à chaque point de l'axe neutre du rotor se combinent en un mouvement de rotation.

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 20 décembre 1912.

Celui-ci se transforme en une ligne sinueuse, dont la figure demeure invariable, tant que la fréquence β ne change pas, mais tourne autour de l'axe *uv*, en faisant β tours par seconde. Il y a toujours résonance et ses déformations passent par des maxima, pour $\beta = \beta_1$, $\beta = \beta_2$,...

Supposons d'abord le rotor A parfaitement équilibré autour de l'axe *uv* et faisons-lui faire β tours par seconde, autour de cet axe, pendant que nous continuons à émettre deux sons de fréquence β dans son voisinage, comme il vient d'être dit. Rien n'est changé aux déformations de l'axe neutre, sauf qu'elles ne sont plus limitées que par la viscosité du milieu ambiant. Les résonances se produisent toujours pour $\beta = \beta_1$, $\beta = \beta_2$,... mais l'axe neutre ne se déplace plus par rapport au rotor A, qui tourne avec lui.

L'axe neutre est alors déformé par des pressions extérieures exercées sur le rotor A, de grandeur constante, mais dont la direction tourne avec lui.

L'action de ces forces pourrait donc être remplacée par celle de forces centrifuges développées sur des masses additionnelles, convenablement disposées, que l'on ajouterait au rotor.

C'est ce qui pourrait arriver naturellement si le rotor A, au repos, n'était pas parfaitement équilibré par rapport à l'axe *uv*.

Le défaut d'équilibrage du rotor A pourrait donc amener des déformations dangereuses pour sa conservation, lorsque sa vitesse de rotation deviendrait égale à l'une des fréquences β_1, β_2,... C'est pourquoi on appelle vitesses critiques *propres* du rotor A des vitesses qui, exprimées en tours par seconde, sont égales aux fréquences β_1, β_2,... La *première* vitesse critique *propre* est égale à la plus petite de ces fréquences.

Les déformations d'un rotor, sous l'influence des forces centrifuges développées par la rotation et son défaut d'équilibrage initial, sont toujours très petites et ne font subir aucune fatigue dangereuse à ses matériaux, tant que la vitesse β est sensiblement inférieure à la vitesse β_1. Si l'on a toujours $\beta \leqq 0{,}75\ \beta_1$, par exemple, on peut considérer le rotor comme parfaitement rigide et ses matériaux n'ont à subir aucune contrainte exagérée.

La vitesse β_1 très difficile à déterminer *a priori*, sauf dans des cas simples, dépend non seulement de la figure du rotor et de la nature de ses matériaux, mais aussi de la manière dont il est supporté.

Un rotor A (*fig.* 1) sera toujours supporté par deux tourillons B, B concentriques à son axe de figure qui reposeront dans des coussi-

nets C, C. Suivant les cas, on pourra considérer l'axe neutre du rotor comme reposant librement sur deux points d'appui ou encastré à ses deux extrémités ou enfin comme libre, à ces mêmes extrémités, si les coussinets C, C sont suspendus par des ressorts très souples (*fig.* 1 et 2) et si la masse totale des coussinets et des ressorts est négligeable par rapport à celle du rotor.

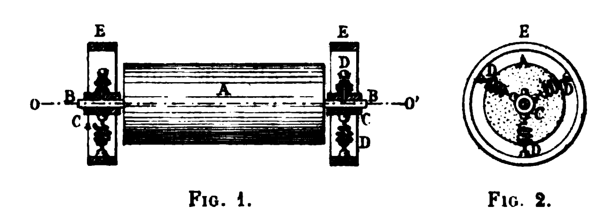


Fig. 1. Fig. 2.

Dans le premier cas, la déformation correspondant à la première vitesse critique β_1 est représentée sur la figure 3. Le rotor prend ses points d'appui sur les coussinets.

La figure 4 représente cette déformation dans le second cas. Le rotor s'appuie toujours sur les coussinets, mais son axe neutre doit

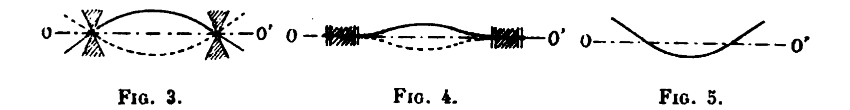


Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5.

rester tangent à l'axe OO' des coussinets. Cela augmente son module d'élasticité, et la première vitesse critique *propre* est plus élevée que tout à l'heure.

Enfin, dans le troisième cas, le rotor ne trouvant plus de point d'appui sur les coussinets, ne peut se déformer qu'en prenant point d'appui sur lui-même, sans déplacer son centre de gravité. La déformation de l'axe neutre est représentée sur la figure 5. Le module d'élasticité des parties fléchies augmente encore et c'est dans ces conditions que la première vitesse critique *propre* β_1 est la plus élevée.

On trouve qu'elle est alors suffisamment grande pour que l'on n'ait jamais à communiquer, en pratique, à un rotor une vitesse qui, exprimée en tours par seconde, doive être supérieure à 0,75 β_1.

D'autre part, si on considère des rotors géométriquement semblables et constitués avec les mêmes matériaux, leurs vitesses cri-

tiques *propres* sont inversement proportionnelles à leurs dimensions linéaires, d'où les conclusions suivantes :

I. *On peut communiquer à un rotor une vitesse de rotation égale aux* 75 0/0 *de sa première vitesse critique propre. Tant que cette vitesse n'est pas dépassée, il se comporte comme un corps parfaitement rigide et ses matériaux n'ont à subir aucune contrainte exagérée.*

II. *Si le rotor repose sur des coussinets supportés eux-mêmes par des ressorts très souples, la masse totale des coussinets et des ressorts étant très petite, par rapport à celle du rotor : cette limite de vitesse est suffisante pour tous les besoins de la pratique.*

III. *Si l'on considère des rotors géométriquement semblables, constitués avec les mêmes matériaux, on peut leur communiquer les mêmes vitesses tangentielles. Les contraintes subies par les matériaux ont alors les mêmes valeurs, aux points homologues de ces rotors.*

Cette dernière conclusion est très importante, car elle permet de réaliser des machines rotatives de petite puissance, mais tournant très vite, ayant le même rendement que des machines de grande puissance à vitesse relativement lente.

Nous supposerons désormais que la vitesse maxima à imprimer à nos rotors ne soit jamais supérieure aux 75 0/0 de leur première vitesse critique *propre*.

Mais, si la vitesse de rotation doit être de plusieurs centaines de tours par seconde, on sait qu'il est pratiquement impossible d'équilibrer suffisamment bien un rotor, par rapport à son axe de figure, pour éviter de très vives réactions sur ses coussinets, dues à l'action de la force centrifuge. Il faut permettre au rotor de tourner, sinon autour de son axe naturel de rotation, du moins autour d'un axe extrêmement voisin.

Si l'on peut associer, sur un même arbre rigide, deux rotors, l'un moteur, l'autre mû, il suffit, pour cela, de donner des portées très petites au rotor résultant et de les faire reposer dans des coussinets à ressorts, tels que ceux représentés sur les figures 1 et 2.

L'action de ces ressorts tend toujours à faire coïncider l'axe de figure du rotor avec l'axe de figure du stator de la machine, qui est l'axe *normal* de rotation.

L'axe de figure du rotor décrit alors un hyperboloïde de révolution autour de l'axe réel de rotation. Il communique ainsi des mouvements vibratoires aux coussinets et aux extrémités des ressorts,

mais les réactions exercées sur les coussinets sont à celles qui l'auraient été, si le rotor avait été assujetti à tourner autour de son axe de figure, dans le rapport des masses remuées à celles du rotor. Il convient naturellement de réduire autant que possible l'amplitude de ces vibrations. Nous verrons plus tard comment nous pourrons y parvenir dans tous les cas.

Vitesse critique ω. — Mais, en suspendant ainsi une masse $\mathfrak{M}$ avec des ressorts ayant un module d'élasticité a, nous lui donnons la faculté d'osciller autour de sa position d'équilibre.

Elle a une fréquence naturelle d'oscillation :

$$\omega = \sqrt{\frac{a}{M}}.$$

Si le rotor n'est pas parfaitement équilibré autour de son axe de figure, lorsque sa vitesse de rotation exprimée en tours par seconde devient égale à ω, l'axe de rotation subit de violents soubresauts.

Nous devons faire des ressorts très souples, pour que le rotor puisse choisir aussi librement que possible son axe de rotation. La vitesse critique ω sera donc très petite, par rapport à la première vitesse critique *propre* du rotor, dont elle sera complètement indépendante. Il sera nécessaire de la franchir, si l'on veut communiquer au rotor une vitesse de rotation Ω voisine des 75 0/0 de sa première vitesse critique *propre*. Nous montrerons plus loin comment ce résultat peut être obtenu, en évitant la production de tout mouvement oscillatoire.

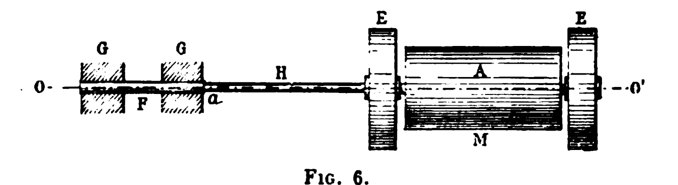


Fig. 6.

Mais, le plus souvent, il faudra transmettre au rotor A (*fig.* 6) un couple développé autour d'un axe rigide F tournant dans des coussinets fixes G, G, dont l'axe OO′ coïncidera avec celui du stator.

Cette transmission ne pourra être effectuée que par l'intermédiaire

d'un arbre flexible H, reliant l'arbre précédent à celui du rotor. La réaction élastique de l'arbre flexible tendra, comme celle des ressorts, à ramener l'axe de figure du rotor en coïncidence avec l'axe OO′.

La première vitesse critique *propre* de l'arbre devra aussi être supérieure à la plus grande vitesse de rotation qu'il devra acquérir.

En calculant cette première vitesse critique *propre* de l'arbre, on devra tenir compte de ce qu'il pourra prendre des points d'appui sur ses deux extrémités.

Cela ne nous empêchera pas de le rendre suffisamment souple, surtout en le faisant creux, pour que le module d'élasticité a du système constitué par cet arbre et les ressorts de suspension des coussinets soit très petit.

Si nous appelons toujours M la masse des pièces vibrantes, nous aurons encore affaire à une vitesse critique $\omega = \sqrt{\frac{a}{M}}$, que nous nous appliquerons à rendre égale, par exemple, au $\frac{1}{10}$ de la vitesse de rotation maxima à communiquer au rotor. De vives oscillations des masses seront encore à craindre, lorsqu'on passera par cette vitesse ω. Nous les éviterons comme dans le premier cas et comme il sera dit plus loin.

Les phénomènes qui accompagnent la rotation d'un rotor conduit par un arbre flexible sont des plus remarquables. Les diverses explications que nous en avons trouvées dans les livres nous ont paru inexactes ou incomplètes. C'est pourquoi nous avons cherché, à notre tour, à en faire la théorie.

Théorie de l'arbre flexible. — L'arbre flexible reçoit à son extrémité O (*fig.* 7) une vitesse de rotation Ω, autour de l'axe OO′. Il peut, en tournant lui-même autour de son axe neutre déformé, transmettre au rotor A une vitesse de rotation $(\Omega - \alpha)$, autour d'un axe xy différent de l'axe OO′, à la condition que l'axe xy prenne lui-même une vitesse de rotation α, dite de *précession*, autour de l'axe OO′. Telle est la propriété fondamentale de l'arbre flexible.

Mais il ne suffit pas que cette décomposition soit possible, il faut encore qu'elle soit déterminée.

Supposons, pour faciliter l'explication, que le centre de figure γ du système se trouve sur l'axe xy et décrive une circonférence de rayon ρ autour de l'axe OO'.

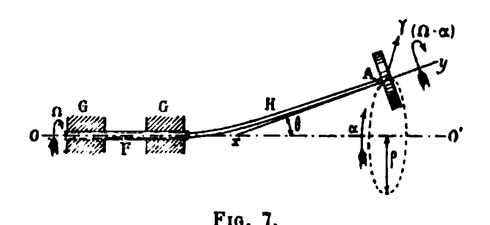


Fig. 7.

L'arbre flexible ne peut tourner autour de son axe neutre déformé sans avoir à surmonter des frottements moléculaires. Un certain travail τ_1 est ainsi perdu par hystérésis. Il est proportionnel à la vitesse $(\Omega - \alpha)$ et à une certaine fonction $\varphi(\rho)$ de la flèche ρ du point γ. Ce travail devant être fourni par l'arbre rigide G, il faut qu'un couple égal à $\varphi(\rho)$ soit développé autour de lui.

D'autre part, si l'axe xy tourne avec la vitesse α autour de l'axe OO', le centre de figure γ du rotor doit se frayer un chemin, avec la vitesse $\alpha\rho$, à travers le milieu ambiant, malgré sa viscosité. Si nous désignons par q un coefficient d'amortissement, il y a ainsi un travail absorbé τ_2, et l'on a, d'après les hypothèses habituelles : $\tau_2 = q\alpha^3\rho^3$. Ce travail doit être également fourni par l'arbre G, d'où un nouveau couple égal à $q\alpha^2\rho^3$ développé autour de cet arbre.

Le couple $\varphi(\rho)$ tend à accélérer le mouvement de précession, le couple $q\alpha^2\rho^3$ tend à le ralentir. La condition d'équilibre dynamique est :

$$q\alpha^2\rho^3 = \varphi(\rho).$$

Le travail τ fourni par l'arbre G est égal à :

$$\tau = \Omega\varphi(\rho).$$

Il se décompose en un travail $\tau_1 = (\Omega - \alpha)\,\varphi(\rho)$ absorbé par l'hystérésis de l'arbre et en un travail $\tau = q\alpha^3\rho^3 = \alpha\varphi(\rho)$ absorbé par la viscosité du milieu.

Donc, pour que le rotor puisse tourner autour d'un axe différent de l'axe OO', *il faut que le milieu ambiant soit visqueux.*

Cette condition nécessaire n'est pas suffisante. En effet :

Le couple d'hystérésis est produit par des forces de frottement.

Elles sont d'abord indéterminées et égales et opposées à celles qui tendent à faire glisser, les unes par rapport aux autres, les parties en contact, jusqu'à ce que ces dernières forces soient venues assez grandes pour déterminer le glissement. Ce n'est qu'à partir de ce moment que le couple d'hystérésis se développe.

Donc, tant que nous aurons $q\Omega^2\rho^3 < \varphi(\rho)$, les tensions moléculaires feront équilibre au couple $q\Omega^2\rho^3$ et empêcheront le glissement. Tant qu'il en sera ainsi, nous aurons $\alpha = \Omega$, et tout le système tournera autour de l'axe OO′, avec la vitesse Ω.

L'expérience montre que le travail absorbé par l'hystérésis croît moins vite, avec la flèche ρ, que celui absorbé par la viscosité.

Pour une valeur donnée de la vitesse Ω, la flèche ρ ne pourra donc grandir indéfiniment sans que la condition $q\Omega^2\rho^3 = \varphi(\rho)$ soit satisfaite. A partir de ce moment, la décomposition de la vitesse Ω en une vitesse de rotation $(\Omega - \alpha)$ et une vitesse de précession α se produira.

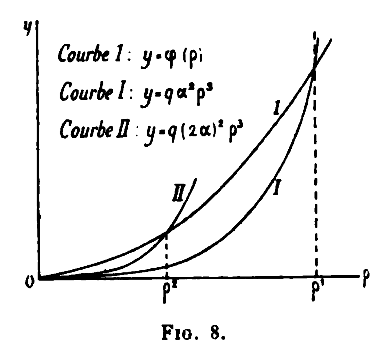


Fig. 8.

Si l'on trace les courbes $y = \varphi(\rho)$ et $y = q\Omega^2\rho^3$ (*fig.* 8), en faisant $\alpha = \Omega$, la seconde se relèvera d'autant plus vite que la vitesse Ω sera plus grande et coupera la première en des points dont les abscisses seront d'autant plus petites. Il en résulte que les valeurs de la flèche ρ nécessaires pour assurer la décomposition de la vitesse Ω seront d'autant plus petites que la vitesse Ω sera plus grande et le coefficient d'amortissement q plus élevé.

Donc, pour que le rotor puisse tourner autour d'un axe différent de l'axe OO′, il faut aussi que l'arbre flexible ait subi une déformation minima, d'autant plus petite que la vitesse Ω est plus grande et le coefficient d'amortissement q plus élevé.

Nous avons ainsi deux phases à considérer dans la rotation d'un rotor monté sur un arbre flexible, suivant que le rotor tourne autour de l'axe OO′ ou d'un axe différent.

Première phase. — Le centre de figure γ est toujours sur l'axe de figure *uv* du rotor (*fig.* 9). et celui-ci est tangent à l'axe neutre déformé de l'arbre au point *u*.

Admettons que le centre de gravité η soit toujours situé dans un plan passant par l'axe OO′ et le point γ. Soit ρ la distance du point γ à l'axe OO′ et δ une longueur constante. Les déformations à considérer étant très petites, les cosinus des angles pourront être considérés comme égaux à 1 et la distance du centre de gravité η à l'axe OO′ pourra être représenté par $\rho + \delta$.

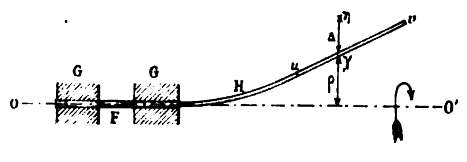


Fig. 9.

La force de rappel développée par l'arbre sera égale à $a\rho$. La force centrifuge exercée sur le centre de gravité sera égale à $M\Omega^2$ $(\rho + \delta)$. La condition d'équilibre dynamique sera :

$$a\rho = M\Omega^2(\rho + \delta),$$

d'où :

$$\rho = \frac{M\Omega^2\delta}{a - M\Omega^2}$$

ou, en posant, comme nous l'avons fait plus haut, $\omega = \sqrt{\frac{a}{M}}$:

$$\rho = \frac{\Omega^2}{\omega^2 - \Omega^2}\,\delta.$$

La flèche ρ tend vers l'infini, lorsque la vitesse Ω tend vers la vitesse critique ω.

On s'assure facilement de la stabilité du régime ainsi défini, tant que la vitesse Ω est inférieure à la vitesse critique ω.

La formule précédente donne encore une vitesse finie pour la flèche ρ, lorsque la vitesse Ω est plus grande que la vitesse ω, mais dans ces conditions le régime est instable.

En effet la flèche ρ serait de signe contraire à l'excentration δ. Le centre de gravité devrait donc se trouver entre l'axe OO′ et le centre de figure γ, dans un plan passant par cet axe et le point γ. Il serait dans les mêmes conditions que le centre de gravité d'un pain de sucre reposant sur sa pointe. Ce régime ne pourra donc s'établir lorsque l'on aura $\Omega < \omega$.

Mais, avant que la vitesse critique soit atteinte, nous entrerons dans la seconde phase de la rotation.

Sur la figure 10, nous avons tracé deux courbes en prenant les vitesses Ω pour abscisses. La courbe I représente les valeurs de la flèche ρ données par l'équation :

$$\rho = \frac{\Omega^2}{\omega^2 - \Omega^2}\,\delta.$$

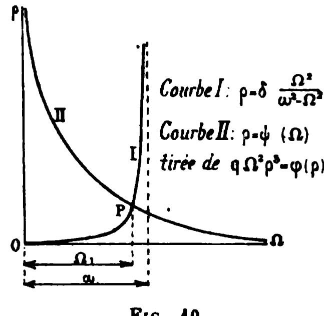


Fig. 10.

La courbe II représente les valeurs de la flèche ρ données par l'équation.

$$q\Omega^2\rho^3 = \varphi(\rho).$$

La courbe I s'élève d'abord très lentement, puis très rapidement, lorsque la vitesse Ω se rapproche de la vitesse ω. Comme elle est asymptote à la parallèle à l'axe des ρ ayant ω pour abscisse, elle rencontre nécessairement la courbe II en un point P, dont l'abscisse Ω_1 est très voisine de ω, mais plus petite.

A partir de ce moment, la rotation entre dans sa seconde phase.

(A suivre.)

STRIOSCOPE ET STRIOGRAPHE INTERFÉRENTIELS;

Par M. G. SAGNAC [1]

6. **Réglage du strioscope à champ sombre.** — Pour obtenir le champ noir d'interférence, élargissement de la frange centrale, il faut réaliser *deux conditions générales* :

1° *Opposition des phases des deux vibrations interférentes* T^2 et R^2. — Cette condition est rigoureusement réalisée, on l'a vu (§ 5), pour toutes les longueurs d'onde dès que les deux faisceaux ne présentent plus de différence de marche. La superposition des deux faisceaux inverses réalisera cette condition *pour toutes les directions de propagation à la fois*. En effet examinons la *fig.* 3 : pour une direction

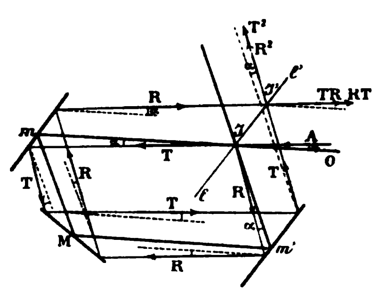


Fig. 3.

incidente particulière OI, la direction de transmission, au delà de *ll'*, suit le circuit fermé I*m*M*m'*I. L'orientation de *ll'* est telle que *ll'* réfléchit OI suivant I*m'* et oblige ainsi la vibration réfléchie à suivre le même circuit que la vibration transmise, dans le sens inverse I*m'*M*m*I. Alors, pour une direction incidente AI inclinée de α sur OI, on voit immédiatement sur la *fig.* 3 que les directions de propagation de la vibration T et de la vibration R, respectivement transmise et réfléchie par *ll'*, se sont inclinées de α, mais, à cause du ***nombre impair de miroirs m***, M, *m'*, les deux chemins IT .. TI' et IR .. RI' sont *parallèles*, et les vibrations T et R se retrouvent sans différences de marche en I' et au-delà en T^2 et R^2.

2° *Égalité des amplitudes* T^2 *et* R^2. — Les formules d'Airy

(1) Voir p. 81-89 de ce volume.

donnent les valeurs de ces *amplitudes* qui sont les *intensités* respectivement transmise ou réfléchie *une seule fois* par la lame d'air ll'. On a :

$$T^2 = \frac{1}{1 + \rho^2 \sin^2 u} \quad \text{et} \quad R^2 = \frac{\rho^2 \sin^2 u}{1 + \rho^2 \sin^2 u},$$

avec les notations :

$$u = \frac{2\pi e \cos i}{\lambda} \quad \text{et} \quad \rho^2 = \frac{4a^2}{(1 - a^2)^2}.$$

e, épaisseur normale de la lame d'air ll' ; i incidence intérieure sur les faces de cette lame (passage de l'air dans le verre) ; r, angle de réfraction correspondant à i, c'est-à-dire angle d'incidence dans le verre sur la lame ll' (*fig.* 2) ; a, valeur du coefficient de réflexion vitreuse $\frac{\sin(i - r)}{\sin(i + r)}$, si la vibration de Fresnel est perpendiculaire au plan d'incidence (premier azimut de polarisation), ou $\frac{\tang(i - r)}{\tang(i + r)}$ (second azimut).

Il y a intérêt à particulariser le problème en supposant de plus :

$$\sin^2 u = 1 \qquad \text{et par suite :} \qquad \rho^2 = 1.$$

Alors, en effet, $\sin^2 u$, étant maximum, sera le moins possible affecté par les petites variations de u, c'est-à-dire de i, de e et de λ ; le réglage de l'épaisseur e de la lame d'air permet alors de réaliser assez achromatiquement l'égalité des amplitudes T^2 et R^2 (§ 7).

Réglages. — 1° *On règle d'abord les arêtes des deux prismes parallèles entre elles*, en soulevant ou abaissant lentement l'un des deux prismes sur un côté. Les deux prismes sont, par construction, isocèles, et les quatre angles α à la base sont égaux entre eux (à quelques secondes près).

Les arêtes de P_2 sont parallèles à celles de P_1, quand les faces P_1b_1 et P_2b_2 (*fig.* 2) sont symétriques par rapport au plan ll' ; dans la lunette, ces deux faces réfléchissent alors deux faisceaux parallèles et donnent ainsi *deux images en coïncidence* de l'ouverture ronde placée au foyer du collimateur éclairant ; l'une des images vient du faisceau du collimateur réfléchi sur ll', puis sur P_1b_1 ; l'autre vient du même faisceau transmis par ll', puis réfléchi sur P_2b_2 et sur ll'.

2° *On règle l'incidence sur la face latérale* P_1a_1 *du double prisme*,

calculée d'après l'indice n du verre, l'angle α à la base de chaque prisme et la valeur de r que définit la condition ($\rho^2 = 1$).

Si la lumière est polarisée dans le premier azimut, cette condition donne :

$$\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)} = \sqrt{2} - 1 \qquad \text{d'où :} \qquad \sin^2 r = \frac{1}{n^2}\frac{\sqrt{2}+1}{2} - \frac{\sqrt{2}-1}{2}.$$

Pour la radiation jaune verdâtre de longueur d'onde $0\mu,56$, le verre du double prisme employé a l'indice 1,514. Le calcul donne : $r = 34° 26'$ et, comme $\alpha = 34° 23'$, l'incidence extérieure sur la face latérale P_1a_1 est $i_0 = 4',5$, petit angle facile à réaliser en observant dans la lunette l'image double de retour déjà observée dans le précédent réglage ; cette image doit se former à la distance $2i_0f$ de l'image interférentielle utile dans le plan focal de la lunette de distance focale f. On l'intercepte par un petit écran disposé dans ce plan focal.

Si la lumière est polarisée dans le second azimut, la condition ($\rho^2 = 1$) devient :

$$\frac{\operatorname{tang}(i-r)}{\operatorname{tang}(i+r)} = -\sqrt{2} + 1 \qquad \text{d'où :} \qquad \sin^2 r = \frac{n^2 - 3 + 2\sqrt{2}}{n^4 - 3 + 2\sqrt{2}},$$

ce qui donne ici pour le même jaune verdâtre : $r = 40° 14'$, valeur inférieure de $1° 6'$ seulement à celle de l'angle limite de réflexion totale ; il faut alors opérer en lumière assez parallèle pour éviter les variations de ρ avec l'incidence. Avec le double prisme employé, l'incidence extérieure i'_0 est alors $8°53'$, inférieure de $1°41'$ à celle qui donne la réflexion totale du jaune verdâtre sur la lame d'air.

3° *On règle l'épaisseur de la lame d'air*, de manière que le faisceau réfléchi R présente, dans toute l'étendue utile, une couleur jaune verdâtre ou blanche correspondant au maximum d'intensité de la radiation jaune verdâtre. On a alors $\sin^2 u$ maximum pour cette radiation, c'est-à-dire :

$$2e \cos i = \frac{2K - 1}{2}\, 0\mu,56.$$

L'entier k n'est rendu facilement égal à 1 qu'avec un double prisme de petites dimensions. Avec le double prisme de plusieurs centimètres de côté de la *fig.* 2, j'ai réalisé aisément la petite épaisseur d'air qui

correspond à $k = 2$. Les épaisseurs plus grandes, correspondant à $k = 3, 4, \ldots$, donnent un champ interférentiel qui s'éclaire de plus en plus et se colore en même temps de la *teinte sensible* violet lilas, le champ reste plus sombre pour le cas du second azimut de polarisation que pour le premier azimut (§ 7).

4° *On règle le circuit optique et la superposition des faisceaux* T *et* R. — Le faisceau incident étant supposé déjà réglé horizontalement, on règle verticalement les axes autour desquels chacun des miroirs m, m' et M tourne lentement quand on agit sur une vis de rappel ; le circuit sera ainsi plan et horizontal.

On fait un premier réglage approximatif de superposition des faisceaux larges R et T, tels qu'ils sont fournis par le collimateur en l'absence de l'écran limitateur AB (*fig.* 2) ; la largeur utile des faisceaux a été de 3 centimètres dans mes expériences. Le faisceau incident et le faisceau réfléchi R, ont leurs centres a_1 et b_1 (*fig.* 2) réglés à égale distance de l'arête P_1 sur les faces du double prisme.

On dispose alors un diaphragme circulaire de manière que la lentille du collimateur C en fasse, au milieu du périmètre du circuit, près du miroir M de la *fig.* 2, une image nette sur le faisceau T et, par suite, une image également nette par le faisceau R. Sur les faces du prisme P_1 le faisceau incident, maintenant étroit, et le faisceau réfléchi R doivent avoir leurs centres en a_1 et b_1 également distants de l'arête P_1.

Dès que les deux images rondes, nettes près de M, y sont en superposition approchée, on voit des franges localisées dans le plan focal de la lunette d'observation ; on peut essayer d'achever le réglage en agissant lentement sur les vis du miroir m pour élargir les franges, les rendre verticales et amener la frange centrale à être aussi sombre que possible avant de l'élargir définitivement ; mais on évite les tâtonnements et les insuccès en opérant ainsi :

On cherche à faire coïncider le mieux possible, près de M, les deux images nettes et égales du diaphragme rond auxiliaire ; en même temps il faut que, sur la face P_1a_1, ou sur P_2b_2, les deux contours circulaires inégaux des deux faisceaux soient concentriques, les deux faisceaux T^2 et R^2 seront alors superposés à la sortie du double prisme. On agit sur les mouvements lents des miroirs du circuit. Il est commode d'agir sur m pour superposer, près de m' ou du prisme P_1, les centres des taches circulaires que les deux faisceaux inverses R et T dessinent sur les deux faces d'une mince feuille de

papier blanc. On agit de même sur m' pour régler la coïncidence des centres des taches lumineuses sur la feuille translucide transportée près de m ou de P_2.

Quand des retouches méthodiques successives ont amené une bonne superposition des centres des faisceaux le long de $b_2mMm'b_1$, on doit voir des franges verticales larges *non localisées* en plaçant, par exemple, un écran blanc à la sortie du double prisme ; une large frange centrale très sombre, qui paraît tout à fait obscure, s'observe au milieu du faisceau émergent. On enlève le diaphragme circulaire qui a servi au réglage et on achève d'élargir la frange centrale jusqu'à rendre le champ uniforme; il suffit d'un très léger mouvement de vis d'un des miroirs (mouvement autour d'un axe vertical). Je me suis souvent aidé d'une vis pour déformer très lentement la table en ciment armé, sur laquelle est disposé tout l'appareil. Cette table était installée dans une cave. L'appareil une fois réglé le demeurait presque rigoureusement pendant plusieurs jours. On peut admettre qu'une installation dans une salle ordinaire est suffisamment stable, si l'on dispose au moins le double prisme et les miroirs sur un même support très rigide.

Avec un double prisme de verre suffisamment homogène et des surfaces interférentiellement planes, on doit obtenir une extinction uniforme de la radiation λ_s choisie ($0^\mu,56$); en lumière blanche, on doit obtenir une teinte sensible sombre uniforme.

En fait, tous *les défauts du verre et ceux des surfaces* du prisme et des miroirs interviennent. En mettant au point sur le double prisme, on voit apparaître quelques petites taches claires sur le fond sombre ; ce sont les défauts locaux, les bulles d'air du verre.

On observe pratiquement assez loin des faces extrêmes pour que les images des bulles d'air du double prisme disparaissent.

La variation de la différence de phase des vibrations T^2 et R^2 dans l'étendue du champ sombre est considérablement inférieure à l'écart de planéité même d'une seule face : les surfaces latérales du double prisme dont les défauts altèrent le parallélisme exact des ondes T^2 et R^2 sont les faces b_1 et b_2 comprises dans le circuit et traversées par T et R sinon aux mêmes points, du moins symétriquement par rapport aux points b_1 et b_2. Or ces surfaces diffèrent peu de calottes sphériques ayant leurs centres de figure en b_1 et b_2 (*fig.* 2).

Cette circonstance explique que le strioscope que j'ai réalisé fournisse un champ sombre assez uniforme, bien que les faces latérales

du double prisme P_1P_2 présentent, dans l'étendue utilisée, une flèche de l'ordre de $\frac{1}{3}$ de longueur d'onde.

Les défauts d'homogénéité du verre du double prisme influent comme les défauts des surfaces pour empêcher la coïncidence géométrique rigoureuse des ondes T^2 et R^2 en les déformant différemment.

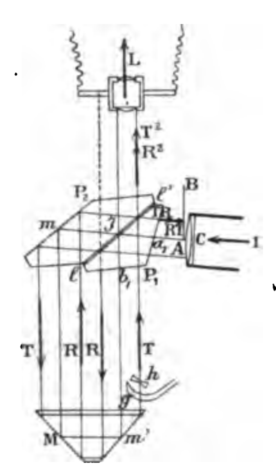


Fig. 4.

Un appareil de petites dimensions sera plus facilement dépourvu de ces derniers défauts, et il n'y aura pas alors d'inconvénient à remplacer par des réflexions totales les réflexions sur miroirs de verre argentés m, M, m'. Deux pièces de verre seulement suffiront à réaliser le circuit quadrangulaire ; l'une comprendra le double prisme dont l'une des moitiés P_2m (*fig.* 4) fera corps avec un *prisme à réflexion*, l'autre pièce sera un *prisme à deux réflexions totales* Mm'. Le double prisme P_1P_2 réglé une fois pour toutes, il suffira, pour obtenir la superposition des faisceaux inverses T et R, de régler l'orientation du prisme Mm'.

7. **Propriétés du champ interférentiel strioscopique.** — *Achromatisme du champ sombre.* — La *fig.* 5 représente, dans le cas particulier adopté ($\rho^2 = 1$), les variations des amplitudes T^2 et R^2 des vibrations interférentes, en fonction de $\frac{u}{\varpi}$, c'est-à-dire de $\frac{2 \cos i}{\lambda}$. La

condition adoptée ($\sin^2 u = 1$) correspond aux valeurs de $\frac{u}{\varpi} : \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \cdots$

La valeur la plus favorable est $\frac{1}{2}$ (correspondant à $K = 1$).

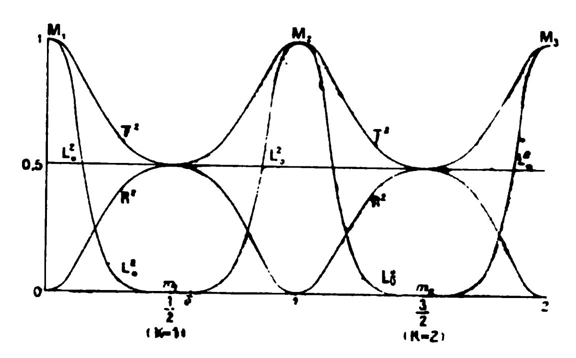


Fig. 5.

On voit que R^2 est maximum et égal à $\frac{1}{2}$; T^2 est minimum et égal à R^2; l'amplitude résultante L_0 ou $(T^2 - R^2)$ est nulle et minimum. L'intensité resultante L_0^2 ou $(T^2 - R^2)^2$ est représentée par une courbe (*fig.* 5) très aplatie au voisinage de son minimum nul m_1 ou m_2. Il en résulte que les défauts de réglage de l'épaisseur e de la lame d'air ne donnent à L_0^2 que la plus faible valeur possible. De même, le réglage étant fait pour la radiation $0^\mu,56$, la radiation de la raie F, par exemple, ne donne (pour $K = 1$) qu'une intensité correspondant à la variation d'abscisse $\frac{1}{\varpi}(u_F - u_0) = \overline{m_1 F} = 0{,}08$ et égale à $\frac{1}{1\,000}$ seulement de l'intensité de la radiation F dans la lumière incidente. En réalité ce calcul suppose négligeables les variations de ϱ et de i avec λ : celle de i ne fait qu'améliorer *l'achromatisme du champ sombre* et d'autant plus que le verre du double prisme est plus dispersif et qu'on opère plus près de la réflexion totale, ce qui est en faveur du cas du second azimut).

Formation des images sur le fond sombre. — Une lame à faces non exactement parallèles, placée normalement sur le trajet de l'un T des deux faisceaux du circuit, donne dans le plan conjugué de sa surface, sur le champ sombre du viseur strioscopique, une image formée de franges ou, si la lame est épaisse et qu'on n'emploie pas la lumière

monochromatique, une image uniformément éclairée. L'image strioscopique de la lame, d'une lame d'eau de savon par exemple, est semblable à l'image qu'on obtiendrait, en dehors du strioscope, en faisant réfléchir normalement la lumière sur une lame semblable dont les épaisseurs correspondantes seraient deux fois plus faibles. Dans le strioscope, les différentes épaisseurs de la lame impriment à T des retards de phase φ par *transmission* normale, et les interférences produites sont pures dans le jaune verdâtre pour lequel l'appareil a été réglé ; ce sont des *interférences à centre noir* comme les interférences par réflexion, puisque le champ est sombre lorsque l'épaisseur de la lame est nulle. En voici la théorie :

Au point du champ conjugué du point de la lame dont l'épaisseur imprime le retard de phase φ à la vibration T^2, l'intensité, due à l'interférence des vibrations superposées T^2 et R^2, a pour expression :

$$L^2 = (T^2 + R^2)^2 \sin^2 \pi\varphi + (T^2 - R^2)^2 \cos^2 \pi\varphi.$$

Si la lame est très transparente et si l'on néglige l'affaiblissement de la lumière transmise qui résulte des réflexions aux faces de la lame, on peut écrire :

$$L^2 = N^2 + B^2 \quad \text{avec} \quad N = \sin \pi\varphi \quad \text{et} \quad B = L_0 \cos \pi\varphi.$$

Pour la longueur d'onde $0^\mu,56$, le strioscope a été réglé de façon que la valeur de $(T^2 - R^2)$, c'est-à-dire de L_0, s'annule exactement et l'intensité L^2 se réduit au terme N^2 caractéristique des *interférences à centre noir.* En lumière complexe si, comme on l'a réalisé assez exactement ($K = 1$ ou 2), le champ interférentiel originel est achromatiquement éteint, le terme N^2 subsiste presque seul pour chacune des radiations de la lumière complexe ; comme L_0 est toujours nul pour le jaune verdâtre, les teintes sensibles des divers ordres sont toujours pures ; les teintes jaunes et vertes des divers ordres sont seulement mélangées de petites quantités de rouge et de violet dues au terme B^2, qui superpose aux teintes jaunes et vertes une teinte sensible de la série complémentaire des interférences à centre blanc. Lorsque l'épaisseur de la lame d'air du double prisme correspond au 3[e] ou au 4[e] ordre, les premières teintes jaunes et vertes des franges, dues à une lame de savon par exemple, se trouvent *achromatisées* par l'influence du terme B^2 ; les franges ont alors l'aspect de liserais sensibles sombres bordés de rouge et de vert et sont séparées par de larges intervalles d'un blanc presque pur.

Les franges d'une lame dans le strioscope sont analogues aux franges que l'on voit au foyer de la lunette d'observation lorsqu'on dérègle le strioscope en faisant tourner très légèrement le double prisme, ce qui transforme le strioscope à champ sombre en un *interféromètre à frange centrale sombre et à faisceaux inverses, séparés et parallèles.*

Considérons maintenant un défaut d'homogénéité de l'atmosphère localisé sur un seul T des deux faisceaux ; ce sera par exemple un petit jet de gaz, ou une région de compression ou de dilatation de l'air. Supposons que la lumière du faisceau T ne soit pas déviée, ni absorbée, mais seulement retardée de $(\nu - \nu_0)$ E au point où l'épaisseur du trouble considéré est E, et $(\nu - \nu_0)$, l'excès positif ou négatif de l'indice de réfraction ν de la région troublée sur l'indice ν_0 de l'atmosphère. Au point conjugué du champ sombre strioscopique, la lumière reparaît avec l'intensité L^2 déjà calculée, la valeur de φ étant $\frac{\nu - \nu_0}{\lambda}$ pour la radiation de longueur d'onde λ. La lumière apparaît donc pour une petite épaisseur optique, et présente, quand cette épaisseur augmente, une série d'oscillations d'intensité, semblables à celles des interférences à centre noir, les maximums jaunes et verts étant plus ou moins achromatisés par l'influence déjà signalée du terme complémentaire B^2 ; il faut encore ici tenir compte de la variation de la réfringence $(\nu - \nu_0)$ avec la longueur d'onde, comme dans tous les effets de retard optique dus à l'interposition d'un milieu dispersif.

Ainsi les troubles optiques se manifestent sur le champ sombre du viseur, dans le plan conjugué, par des régions lumineuses sillonnées de franges qui sont des *images des lignes d'égale épaisseur optique* de la région troublée. Par exemple, un jet d'hydrogène interposé en *g* (*fig.* 2 ou *fig.* 4) sur le faisceau T montre, des bords aux points d'épaisseur maximum, une succession de franges d'ordre croissant, assez semblables par leurs colorations aux franges d'interférence à centre noir. Avec un jet de gaz d'éclairage, les deux premières franges seules sont visibles et à peu près achromatiques. La déviation de la lumière par le trouble optique réfringent, seule active dans la méthode de Huygens, Foucault et Töpler, ne joue ici qu'un rôle secondaire. Cette déviation est nulle, et cependant la méthode est encore valable, si le trouble optique interposé sur le faisceau T est une lame, de liquide glycérique, de verre, ... dont l'image sur le

fond noir montre par ses franges les lignes d'égale épaisseur, en lumière monochromatique si la lame n'est pas très mince.

Enfin l'instrument se transforme immédiatement, par une très légère rotation du double prisme, en un *interféromètre à frange centrale sombre et à faisceaux juxtaposés*, qui peut rendre les mêmes services que l'interféromètre à glaces épaisses de Jamin, avec plusieurs avantages :

1° Le centre noir d'interférence correspond exactement à la différence de phase nulle des deux faisceaux T et R pour toutes les radiations à la fois ;

2° Les maximums d'intensité des franges utilisent presque toute la lumière incidente ; la frange sombre centrale, en particulier, se trouve rétrécie et le pointé de cette frange est rendu plus précis.

Cet interféromètre d'un nouveau genre peut, en particulier, servir à étudier les troubles optiques par la *déformation des franges* dans l'image de la région troublée. C'est la méthode qu'ont déjà employée Jamin, avec son interféromètre à glaces épaisses, Mach, avec un interféromètre différent qui a, en particulier, l'avantage de fournir des faisceaux très séparés. La méthode est alors différentielle et ne fournit plus directement les lignes d'égale épaisseur optique de la région troublée. De plus cette *méthode de la déformation des franges* est d'autant moins sensible que les franges sont plus étroites ; elle est, sur ce point aussi, inférieure à la *méthode du champ noir d'interférence* dont la sensibilité est limitée seulement par l'éclat de la source lumineuse et la sensibilité de l'œil ou de la plaque photographique ; un retard d'une petite fraction de longueur d'onde suffit pour donner une lueur sur le fond noir ; par exemple, une petite goutte lumineuse se forme sur le champ noir à l'extrémité de la silhouette lumineuse d'un bec *g* (*fig.* 2 et *fig.* 4) dès que ce bec laisse échapper une trace de gaz (hydrogène, gaz d'éclairage) ; la forme de bulle prise par une trace de gaz à l'extrémité d'un bec, paraît démontrer l'effet capillaire indépendamment de toute paroi liquide.

8. Striographe à fond sombre. Application à l'action d'une hélice sur un jet gazeux. — La *fig.* 6 représente à l'échelle de $\frac{1}{20}$ le dispositif striographique (comparer *fig.* 2 ou *fig.* 4) : on produit en E l'étincelle électrique de décharge d'une batterie de condensateurs pour obtenir en S′ sur la plaque photographique *pp′* une *striographie* ins-

tantanée de la région troublée S. L'étincelle électrique a un diamètre apparent effectif assez petit, si elle est bien réglée et éclate (verticalement de préférence) toujours au même point; l'influence des défauts de parallélisme de la lumière est alors entièrement négligeable.

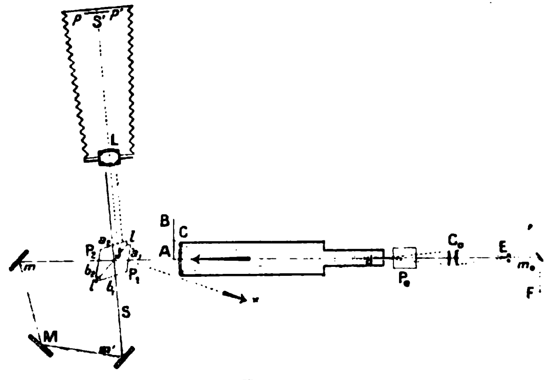


Fig. 6.

Le concentrateur C_0 fait l'image de l'étincelle sur l'ouverture *d*, placée au foyer principal de l'objectif C. J'ai trouvé commode de polariser par un rhomboèdre de spath P_0, qui affaiblit la lumière utile moins qu'un nicol. Je l'oriente de manière qu'à la sortie du collimateur émerge seul le faisceau utile, polarisé dans le second azimut pour augmenter l'achromatisme du fond noir (incidence extérieure sur les faces latérales du double prisme déjà décrit : 8°53').

Le réglage se fait, en principe, comme celui du strioscope (§ 6) ; la source lumineuse employée pour régler est un filament de Nernst F dont la lumière (ici réfléchie par le miroir auxiliaire m_0) passe entre les deux boules de l'éclateur à étincelle E, ce qui permet de rectifier le réglage du circuit sans déplacer l'éclateur.

L'épaisseur de la lame d'air du double prisme a été réglée pour l'ordre *k* égal à 2 et pour une radiation verte ou bleue, de sorte que le champ sombre interférentiel était légèrement éclairé de rouge. Une étincelle électrique ne donnait alors aucune impression photographique révélable dans un bain de développement normal, quand le champ interférentiel était obtenu par un réglage soigné.

On a obtenu, au contraire, une impression photographique en faisant tourner une petite hélice *h* (*fig.* 2 ou *fig.* 4), ou en faisant échapper un mince filet de gaz d'éclairage par le bec *g*.

Dans la série d'expériences que je vais décrire, l'hélice *h* a deux ailes et tourne autour d'un long axe vertical et à l'extrémité inférieure de l'axe de manière à aspirer de bas en haut. Diamètre de l'hélice : 2cm,6 ; au moyeu de l'axe (0cm,45 de diamètre), la largeur de chaque aile est 0cm,3 ; l'arc à l'extrémité de chaque aile a 0cm,93, l'inclinaison des ailes est 30° à l'extrémité. La vitesse de rotation de l'hélice, mesurée par une méthode stroboscopique, était de 47 tours à la seconde (mesure faite dans le cas des épreuves 4, 5 et 6 de la *fig.* 7). Mais une vitesse 50 fois plus petite fait déjà apparaître une lueur sur le verre dépoli de la chambre photographique (source : filament de Nernst).

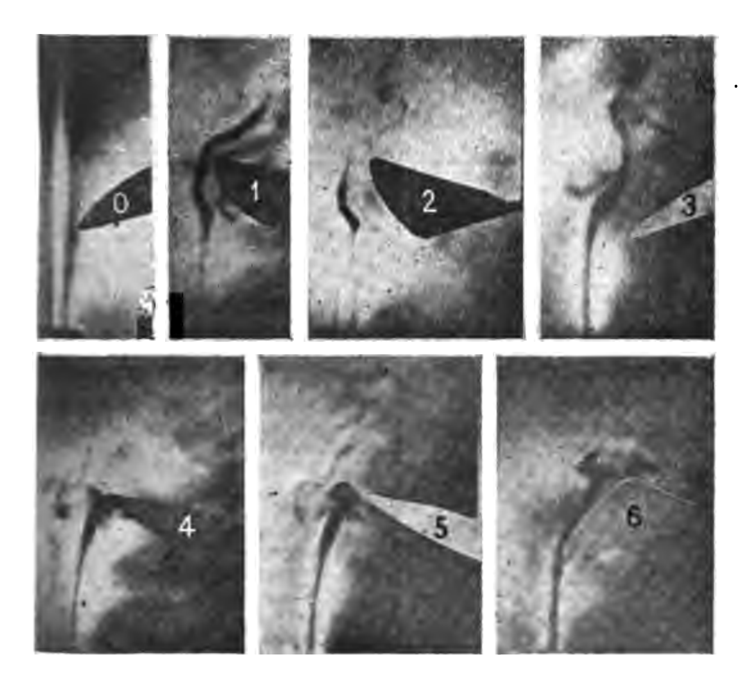


Fig. 7.

Le bec *g* est une fente horizontale orientée parallèlement à l'axe du faisceau T : longueur 0cm,22, largeur 0cm,07. La pression mesurée au bec d'écoulement, pendant l'écoulement même, a été trouvée de 0cm,05 d'eau seulement (mesure faite dans le cas des épreuves 4, 5 et 6).

Les striographies (*fig.* 7) sont des *épreuves négatives*, agrandisse-

ments (1,9 diamètre) des épreuves directes obtenues en vraie grandeur; on n'a reproduit que les parties les plus intéressantes du champ striographique qui avait réellement $2^{cm},5$ de largeur.

La striographie 0, instantanée comme les autres, a été obtenue, l'hélice au repos; sur le fond clair de l'épreuve négative, l'image du jet montre deux franges sombres correspondant aux deux bords du jet et, entre ces deux bandes, un léger filet sombre, naissance de la seconde frange d'interférence.

Les six autres striographies négatives font saisir une série de phases de l'action de l'hélice en rotation sur le jet gazeux.

Obtenues avec beaucoup d'autres, dans un ordre quelconque, ces 6 striographies sont rangées par ordre de phase sur la *fig.* 7 dans chacun des deux groupes 1, 2, 3 et 4, 5, 6; l'ordre général des phases serait: 1, 2, 4, 5, 3, 6.

Les épreuves 1, 2 et 3 ont été obtenues en faisant passer l'axe du jet gazeux à $0^{cm},15$ en dehors de la circonférence balayée par les extrémités des ailes de l'hélice : les phases 1 et 2 montrent le passage d'une aile près du jet qui s'infléchit autour de la région troublée par l'aile, revient au-dessus de l'aile dans la région de l'air ascendant et s'y élève en spirale (épreuve 2).

Entre l'aile 2 et le jet qui s'en écarte, on remarque un anneau qui semble un *tourbillon complet* bien distinct des bords du jet et qui semble se former à la phase précédente 1.

Sur l'épreuve 3, l'aile précédente a disparu du champ, et l'aile opposée y apparaît inclinée en sens contraire, le jet est moins déformé.

Les épreuves 4, 5 et 6 ont été obtenues en réduisant à $0^{cm},05$ la distance de l'axe du jet gazeux à la circonférence des ailes. Au passage d'une aile, le jet est comme coupé, il s'ouvre sur 4, plus complètement sur 5 dont la phase est postérieure; le jet semble se déchirer en lambeaux sinueux qui s'élèvent au-dessus de l'hélice et représentent la succession des passages d'une aile, c'est-à-dire les demi-tours d'hélice; à la phase 6, l'aile suivante est en plein champ, voisine du jet, mais ne l'a pas encore coupé; la forme du jet est relativement simple, assez voisine de la forme de la phase 3, qui est cependant assez différente de la phase 6 et se rapporte à une position différente du jet; les déformations périodiques du jet aux passages des ailes sont particulièrement rapides et caractéristiques de la distance de l'axe du jet à la circonférence des extrémités des ailes.

Pour interpréter ces striographies négatives, on remarquera que

le jet, près de la sortie du bec, se montre comme deux bandes sombres, c'est l'aspect normal de la striographie 0 obtenue avec l'hélice au repos; mais, à mesure qu'il se rapproche de la région troublée par l'hélice en mouvement, le jet montre de plus en plus l'aspect complémentaire, une strie simple (réellement brillante, c'est-à-dire noire sur les négatifs). *Cette modification révèle le changement de pression de l'air autour de l'hélice en rotation;* elle simplifie l'aspect des striographies.

Normalement le champ devait être clair sur toutes ces striographies négatives, l'aile devrait s'y détacher en sombre, les corps opaques apparaissant lumineux sur le champ sombre interférentiel; on voit l'aspect opposé sur 3 et 5; le champ n'a été réglé à peu près sombre que dans la région du jet où la lumière était ainsi sur le point de reparaître, l'épreuve 5 s'est trouvée plus impressionnée par les détails des stries brillantes et, à l'opposé des autres épreuves, n'a pas eu besoin de renforcement photographique. Un tel mode opératoire serait moins utile si l'étincelle électrique était produite par une capacité notablement plus grande, ou si les miroirs argentés, peu avantageux surtout dans le second azimut de polarisation, étaient remplacés par des prismes à réflexion totale comme sur la *fig.* 4.

ABSORPTION DES RAYONS ULTRA-VIOLETS ET ACTION PHOTOCHIMIQUE [1];

Par MM. Victor HENRI et René WURMSER.

I. Méthode de détermination quantitative de l'absorption des rayons ultra-violets. — Les premières déterminations de l'absorption des rayons ultra-violets étaient purement qualitatives. Dans la méthode de Hartley, employée depuis 1872, les spectrogrammes étaient obtenus après interposition de la solution étudiée sur le parcours des radiations. On faisait varier la concentration et l'épaisseur. Mais on ne pouvait faire aucun calcul. Au point de vue qualitatif même, les spectrogrammes étaient insuffisants; ils présentaient des pseudo-bandes, là où les raies de la source lumineuse étaient moins intenses.

[1] Communications faites à la Société française de Physique : séance du 6 décembre 1912 et du 2 mai 1913.

Pour obtenir des résultats quantitatifs, il faut faire des mesures d'énergie.

Diverses méthodes quantitatives ont été imaginées, les unes fondées sur des mesures photoélectriques (Kreusler, 1901), les autres sur l'emploi des piles à almagames alcalins (Elster et Geitel, 1910), dont s'est servi Krüger (1912) pour déterminer l'absorption de l'ozone, ou encore sur l'emploi des piles thermoélectriques (Pflüger, 1903; Warburg, Hallwachs, Ladenburg, etc...).

A côté de ces méthodes, on a utilisé la spectrographie. On photographie, à des durées de pose variables, un spectre de raies, d'une part à travers le solvant, d'autre part à travers la solution absorbante à étudier. On peut ensuite soit mesurer les noircissements, soit chercher le rapport des temps de pose nécessaires pour obtenir un même noircissement.

Soit i_1 l'intensité de la lumière tombant sur une plaque noircie, i_2 l'intensité à sa sortie, le noircissement a pour valeur :

$$S = \log \frac{i_1}{i_2}.$$

1° *Méthode microphotométrique.* — Elle consiste à mesurer les noircissements. Le noircissement S est une certaine fonction φ (I, t) de l'intensité incidente et du temps d'exposition. Schwarzschild a donné la loi du noircissement :

$$S = \varphi(It^n) = \log KIt^n;$$

n est un coefficient qui varie avec la plaque employée, entre 0,80 et 1 en moyenne.

Soit S_1, S_2, deux noircissements produits respectivement par des intensités I_1, I_2, agissant pendant des temps t_1, t_2. On a :

$$10^{S_1} = KI_1t_1^n,$$
$$10^{S_2} = KI_2t_2^n;$$

donc :

$$\frac{I_1t_1^n}{I_2t_2^n} = 10^{S_1-S_2}.$$

On mesure S_1 et S_2 pour chaque raie; on a ainsi la valeur de $\frac{I_1t_1^n}{I_2t_2^n}$, et, t_1 et t_2 étant connus, on obtient le rapport cherché $\frac{I_1}{I_2}$.

Cette méthode a été appliquée par Simon (1896), Schell (1911),

Heubner (1911), Geiger (1912), et tout récemment par Fabry et Buisson pour l'ozone.

2° *Méthode d'égalité de noircissement.* — Au lieu de faire des mesures de noircissement, on peut chercher quels sont les temps de pose nécessaires pour obtenir une même intensité de noircissement de l'image d'une raie faite à travers le solvant et de celle obtenue à travers la solution à étudier.

Dans ce cas, on a :

$$S_1 = S_2,$$

d'où :

$$\frac{I_1 t_1^n}{I_2 t_2^n} = 1\,;$$

pour les plaques employées par nous, n était égal à 0,9, on a :

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^{0,9}.$$

Si K est la constante d'absorption, et l le parcours de la radiation en centimètres dans la solution, on a :

$$I_2 = I_1\, 10^{-Kl},$$

d'où :

$$K = \frac{0,9}{l} \log \frac{t_2}{t_1}.$$

La condition essentielle est que le noircissement soit normal, pour que la loi de Schwartzschild soit applicable.

Cette méthode présente l'avantage d'une grande simplicité. On fait un grand nombre de spectres sur une même plaque, en général 15. La source doit être très constante. La source employée par nous est une étincelle de fer-cadmium, qui donne des raies très rapprochées et va jusqu'à des longueurs d'onde très petites. Le primaire a 10 ampères et 110 volts, le nombre des interruptions est de 130 par seconde ; l'intensité efficace dans le secondaire, 5 ampères. La durée de pose est déterminée à l'aide d'un disque à secteurs découpés, mû par un mouvement d'horlogerie. Les solutions sont placées dans un tube de verre gradué, fermé par une plaque de quartz ; à l'intérieur de ce tube s'emboîte un autre tube fermé par une plaque de quartz, ce tube est mobile, afin de pouvoir faire varier l'épaisseur de la solution. Les gaz sont spectrographiés dans de longs tubes de verre également fermés par des plaques de quartz. On fait alterner sur une même plaque les photographies de la source à travers la

solution avec des poses de durée variable de 90 à 20 secondes et, sous des épaisseurs variables de 2 à 100 millimètres, avec les photographies à travers le solvant obtenues après 5 secondes ou 2,5 secondes de pose.

Nous avons comparé les résultats obtenus par cette méthode avec ceux que donnent, dans le spectre visible, le procédé spectrophotométrique. La spectrophotométrie donne pour une solution d'oxyhémoglobine, pour la longueur d'onde 4.359 UÅ, une constante d'absorption égale à 2295. La méthode spectrographique donne la valeur 2341. D'autre part, une même solution de caféine a été simultanément mesurée par M. Marcel Boll, qui a mesuré la quantité d'énergie lumineuse absorbée, par la vitesse d'hydrolyse de l'acide tétrachloroplatinique. La valeur de la constante d'absorption pour la raie 2536 du mercure a été trouvée égale à 44,9. Notre méthode spectrographique a donné la valeur 44.

II. — **Etude de la loi d'absorption photochimique.** — La détermination quantitative de l'absorption d'un corps pour une radiation déterminée permet de constituer des écrans capables d'isoler des régions étroites d'un spectre. En choisissant certaines substances transparentes pour un faible intervalle de longueurs d'onde, en les combinant entre elles, en se servant en outre de sources émettant un petit nombre de raies, on peut constituer une série d'écrans permettant de séparer des régions dans toute l'étendue du spectre. Nous avons pu par cette méthode mesurer l'activité chimique des rayons de différentes fréquences, sur un certain nombre de corps, et étudier la loi d'absorption photochimique en dehors du spectre visible.

1° *Source.* — La source lumineuse doit émettre un petit nombre de raies intenses et réparties sur toute l'échelle des longueurs d'onde. Elle doit en outre être très constante. Nous nous sommes servis d'une étincelle condensée de cadmium. Le cadmium donne des radiations intenses jusqu'à 2144,5.

L'intensité dans le primaire était de 10 ampères; le voltage, de 110 volts, et le nombre des interruptions, de 8000 à 10000 par minute.

L'intensité efficace dans le secondaire pouvait être maintenue constante pendant toute la durée des mesures; elle était de 6 ou 7 ampères. La faible chaleur rayonnée permettait d'opérer facilement à température constante.

Dans nos premières recherches (*C. R.*, t. CLV, p. 503), nous avions adoptés, pour la mesure des intensités relatives des différentes raies, des nombres de Pflüger. Dans la suite, nous avons effectué nous-mêmes cette mesure, et les chiffres dont nous nous servirons plus loin sont ceux obtenus dans nos expériences. Ils diffèrent très peu de ceux de Pflüger.

Nous nous sommes servis d'une pile thermoélectrique de Rubens, placée dans une cloche en verre vide fermée par une fenêtre de quartz. Des fils soudés dans une tubulure se rendaient à un galvanomètre Hartmann et Braun dont la résistance (7$^{\omega}$,5) était sensiblement égale à celle de la pile. La cloche vide était entourée d'ouate et contenue à l'intérieur d'une boîte fixée sur un banc d'optique. Le système optique, lentille et prismes, était disposé sur un banc mobile. Nous avions dans ces conditions, pour la raie 2195, un déplacement du spot sur l'échelle de 3^{mm},5. La pile a été ensuite étalonnée avec une lampe Hefner. Le rayonnement reçu par une surface de 1 centimètre carré à un mètre de la lampe est :

$$215.10^{-7} \text{ cal. gr} = 215 \times 4,18 = 908 \text{ erg/sec (Ångström, 1902-1904).}$$

Le tableau suivant indique, pour les raies du cadmium, la valeur relative et la valeur absolue de l'énergie reçue par une surface de 1 centimètre carré, placée à 1 mètre.

λ	Intensité relative	Energie en erg/sec sur 1 cm² à 1 m.
2144,5	256	0,069
2195	339	0,091
Groupe 2266	398	0,107
Groupe 2300	753	0,210
2469	28	0,007
2572	84	0,022
2748	113	0,030
Groupe 2880-2980	81	0,021
Groupe 3200-3600	324	0,087

2° *Filtres des rayons ultra-violets.* — Un très grand nombre de corps peuvent être utilisés. Il faut toutefois que les bandes d'absorption soient fortement accusées et, autant que possible, brusques. Le calcul est alors simplifié. On peut, comme dans les exemples que nous avons choisis, déterminer l'action d'une région spectrale par simple différence entre deux écrans. Nous avons déterminé pour une série de substances les transparences aux rayons ultra-violets (*fig.* 1).

Le tableau donne pour les écrans suivants la valeur du coefficient de transparence β défini par la formule :

$$I = I_0\beta,$$

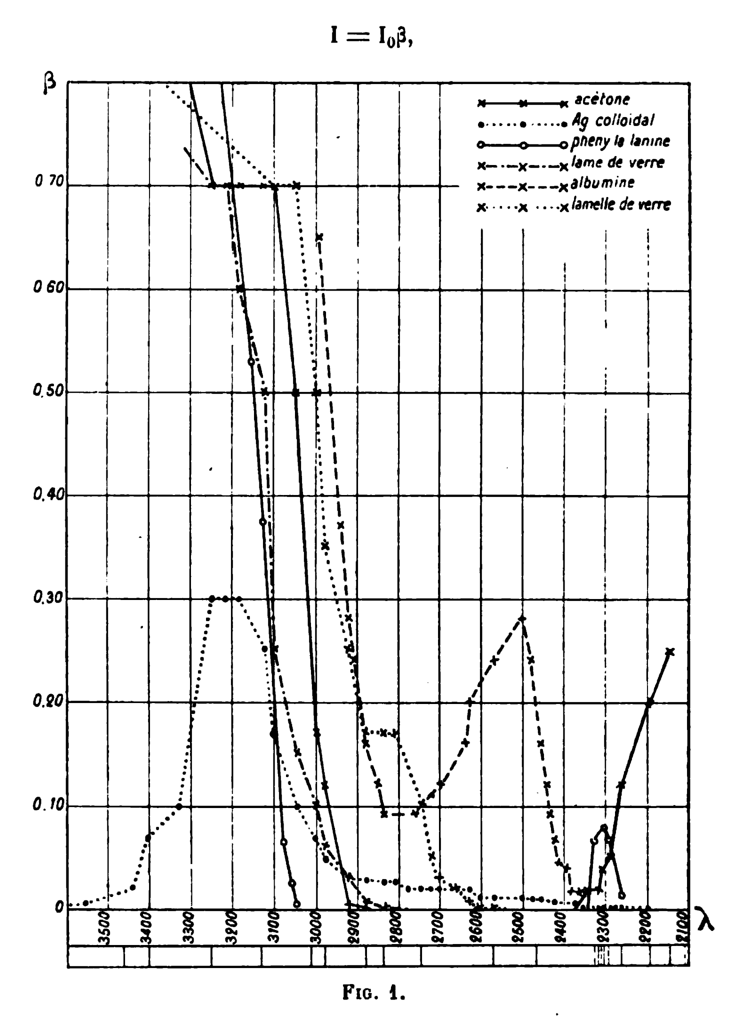


Fig. 1.

Verre euphos, teinté en jaune par des chromates ;
Une lame de verre blanc de $0^{mm},70$;
Une lamelle de verre blanc de $0^{mm},14$;
Verre uviol violet de 3 millimètres ;
Une membrane d'acétate de cellulose ;
Une membrane de viscose ;

Écrans	Épaisseur en mm.	Valeurs de la transparence pour λ (en U. Å.) 2150	2200	2250	2300	2350	2400	2500	2600	2700	2800	2900	3000	3200	3400	3600	3800
Verre euphos........	0,75	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,02	0,05	0,02	0,05
Verre blanc..........	0,70	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,001	0,02	0.10	0,70	0,80	1,00	1,00
Verre blanc..........	0,14	0	0	0	0	0	0	0	0,003	0,03	0,17	0,20	0.50	0,80	0,90	1,00	1,00
Verre uviol violet....	3,00	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,002	0.02	0,30	0,50	0,60	0,70
Acétate de cellulose..	0,05	0	0	0	0	0	0	0	0	0,001	0,03	0,10	0,17	0,30	0,40	0,50	0,70
Viscose.............	0,06	0	0,015	0,025	0,025	0.03	0,04	0,05	0,06	0.06	0,07	0,08	0,12	0,20	0,30	0,30	0,50
Acétone 5 0/0........	5,00	0,25	0,20	0,15	0,05	0,02	0,001	0	0	0	0	0,001	0,17	0,70	1,00	1,00	1,00
Argent colloïdal.....	10,00	0	0,002	0,003	0,006	0,006	0,008	0,01	0,012	0,02	0,025	0,03	0,07	0,30	0,07	0,004	0
Ecran Wood.........	...	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0,01	0,10	0,17	0,07
Albumine...........	2,00	0	0	0	0,00004	0,001	0,045	0,28	0,22	0,12	0.09	0,24	0,65	0.98	1,00	1,00	1,00
Phénylalanine 0,8 0/00	5,00	0	0	0,02	0,08	0,001	0	0	0	0	0	0	0	0,70	1,00	1,00	1,00
Acide oxalique 1 0/0.	10,00	0	0	0	0	0	0	0,00001	0,0001	0,015	0,10	0,40	0,68	0,85	1,00	1,00	1,00

Une solution aqueuse d'acétone à 5 0/0 ;

Une solution d'argent colloïdal électrique ;

Un écran Wood, constitué par une feuille de collodion colorée par de la nitrosodiméthylaniline et collée sur du verre uviol ;

Une solution d'albumine à 5 0/0 dans une solution aqueuse de NaCl à 8 0/00 ;

Une solution de phénylalanine à 0gr,8 0/00, légèrement acidulée par HCl ;

Une solution aqueuse d'acide oxalique cristallisé (à 2 molécules d'eau) à 1 gramme 0/0.

Les régions qu'on arrive à limiter avec ces écrans sont encore larges. Mais, en employant une source émettant un petit nombre de raies, on peut étudier des groupes très étroits et même des raies isolées. Nous avons, au moyen de cette méthode, étudié la loi d'absorption photochimique au delà du spectre visible.

3° *Etude de la loi d'absorption photochimique.* — Grotthus a montré, en 1817, sur de nombreux exemples que « ce sont les rayons de couleur complémentaire à la couleur d'un corps qui provoquent des actions chimiques dans ce corps ». Grotthus s'opposait ainsi à l'idée de Wollaston (1802) devenue classique, que les rayons les plus réfrangibles sont les rayons chimiques ou actiniques, tandis que les rayons les moins réfrangibles sont caloriques. La loi générale énoncée par Grotthus fut confirmée d'abord par Herschel (1842), qui montra que le blanchissement sous l'influence de la lumière de la matière colorante des fleurs est la plus intense dans les régions du spectre, complémentaires de leur couleur ; elle a été précisée ensuite par d'autres auteurs (Vogel et Draper, Bunsen et Roscoe, etc.).

Au point de vue quantitatif, Lasareff a montré, en 1906, que la loi d'absorption photochimique est une loi quantitative, c'est-à-dire qu'il y a proportionnalité entre la quantité d'énergie de rayonnement absorbée par un corps et la vitesse de l'action chimique produite ; cette proportionnalité a lieu pour les différents rayons du spectre visible, le coefficient de proportionnalité étant indépendant de la longueur d'onde. L'énergie était mesurée au moyen d'une pile thermoélectrique de Rubens, et l'activité chimique par la vitesse de blanchissement d'une matière colorante.

Le travail de Lasareff concernait la partie visible du spectre. Pour les actions chimiques produites par les rayons ultra-violets, quelques auteurs admettent qu'elles sont d'autant plus intenses que les lon-

gueurs d'onde sont plus petites ; cet écart à partir de la loi d'absorption était expliqué par des actions photoélectriques dont l'intensité croît avec la fréquence.

Nous avons montré (1) que, dans le cas de l'acétone dissous dans l'eau, la loi d'absorption photochimique s'applique aux rayons ultraviolets. Nous avons retrouvé le même résultat en opérant sur d'autres substances, absorbant soit d'une façon continue, soit présentant une bande d'absorption (2).

1° Nous avons choisi comme premier exemple l'acétone.

Une solution aqueuse à 5 0/0, sous une épaisseur de 5 millimètres, absorbe les proportions d'énergie suivantes :

λ..................	3400	3250	3100	3047	3001	2981
Proportions d'énergie absorbée en 0/0...	0	30	30	50	83	88
λ..................	2926	2881	2424	2375	2360	2344
Proportions d'énergie absorbée en 0/0...	99,7	100	100	99,7	99,2	98
λ..................	2321	2313	2288	2265	2195	2144
Proportions d'énergie absorbée en 0/0...	97	96	95	88	80	75

Pour comparer l'action chimique des différentes régions, nous exposions, après interposition d'un écran déterminé, la solution d'acétone à 3 centimètres de l'étincelle de cadmium, et nous mesurions les quantités d'acides formés en déterminant la conductivité électrique de la solution.

En cinq minutes, sous l'action du spectre total, la résistance passe de 433.650 à 155.550 ohms.

Nous avons partagé le spectre en cinq régions au moyen des écrans suivants :

1° Une solution d'albumine d'œuf à 2 0/0 dans NaCl à 8 0/00 et sous une épaisseur de 5 millimètres ;

2° Une lamelle de verre de $0^{mm},14$;

3° Une solution de phénylalanine à 0,8 0/00, sous une épaisseur de 5 millimètres ;

4° Une solution d'acétone à 5 0/0, sous une épaisseur de 5 millimètres ;

5° Une lame de verre de $0^{mm},70$.

---

(1) *C. R.*, CLV, p. 103.
(2) *C. R.*, CLVI, p. 230.

Les écrans liquides étaient placés dans des vases à fond de quartz de 3 millimètres, recouverts par une plaque de quartz, et étaient fréquemment renouvelés.

Les lamelles de verre étaient fixées dans des conditions semblables afin d'éliminer les pertes par réflexion. Tous ces écrans avaient été spectrographiés et leur absorption déterminée pour chaque longueur d'onde. Nous avons ainsi défini cinq régions :

1° La région A constituée par les radiations de longueur d'onde supérieures à 2900, renfermant les groupes 3200 et 3600;

2° La région B, comprenant les raies 2980, 2880, 2748;

3° La région C, comprenant les raies 2572 et 2469;

4° La région D, comprenant les groupes 2300, 2288 et 2265 ;

5° La région E, comprenant le groupe 2265 et les raies 2195 et 2144,5.

Le tableau suivant donne les valeurs de la conductivité pour une série d'expériences, exprimée en 10^6 (ohms par cm) :

Durées	Quartz	Albumine	Verre 0mm,14	Acétone	Phénylalanine	Verre 0mm,70
0	6,4	6,8	8,4	8,4	5,7	12,6
5	18,1	—	—	—	—	—
10	36,1	—	—	—	—	—
15	49,5	—	—	—	—	—
20	65,0	—	—	—	—	—
25	77,0	—	—	—	—	—
30	—	10,3	10,7	9,5	6,4	12,9
60	—	14,0	14,0	11,5	6,8	13,3
90	—	16,8	15,1	12,7	9,2	13,5
120	—	—	16,0	—	10,3	—

On en déduit d'après les indications données plus haut et en tenant compte pour B de la légère transparence de la lame de verre pour 2910 :

Variation de conductivité pour la région..... A = 0,3
— — — ..... B = 1,9
— — — ..... C = 1,2
— — — ..... D = 0,4
— — — ..... E = 0,8

Le tableau ci-dessous indique, pour chaque région, les raies du cadmium, leur intensité relative, la proportion d'énergie transmise par l'écran, l'énergie incidente et ce que nous appelons la *susceptibilité photochimique*. Pour la calculer on rapporte l'action chimique à l'unité d'énergie absorbée, en tenant compte de l'épaisseur de la couche où se produit l'action chimique.

Régions	Raies transmises	Intensités relatives	Proportions d'énergie transmises en 0/0 par les écrans	Energie résultante	Susceptibilité photochimique
A.....	3200 3600	324	100	324	0,11
B.....	2980 2880	81	25	31	21
	2748	113	10		
C.....	2572	84	24	24	20,8
	2469	28	16		
D.....	Groupe 2300	753	7	69	0,6
	Groupe 2288	199	6,66		
	Groupe 2265	199	1,37		
E.....	Groupe 2265	199	12	155	0,5
	2195	339	20		
	2147	256	25		

Le maximum de susceptibilité photochimique est situé dans les régions B et C, qui vont de 2980 à 2500 ; or le maximum d'absorption est précisément à 2700, c'est-à-dire à la limite de B et C. Les deux courbes mettent en évidence cette concordance (*fig.* 2 et 3).

2° Nous avons pris comme deuxième exemple un éther, l'acétate d'éthyle. La courbe de susceptibilité photochimique devra être très différente de celle de l'acétone. Les éthers absorbent, en effet, d'une façon continue.

D'après les nombres donnés par l'un de nous [1] dans une étude quantitative de l'absorption par les corps de la série grasse, on peut calculer les proportions d'énergie absorbées par une solution aqueuse à 5 p. 100 d'acétate d'éthyle, sous une épaisseur de 5 millimètres.

On obtient les valeurs suivantes :

λ..................	2195	2307	2344	
Proportions d'énergie absorbées en 0/0..	100	96,25	80,6	
λ..................	2360	2389	2411	2460
Proportions d'énergie absorbées en 0/0..	72,1	56	47	27

L'action de la lumière a été suivie, comme dans le cas de l'acétone, au moyen de la conductivité. La technique était également la même. La vitesse d'hydrolyse des acétates sous l'influence des rayons

[1] J. Bielecki et Victor Henri, *C. R.*, t. CLV, p. 456; et *C. R.*, t. CLV, 30 décembre 1912.

ultra-violets est très grande. En cinq minutes, on mesurait une différence de résistance de 250.000 ohms.

Le tableau suivant donne les valeurs de la conductivité multipliée par 10^6 pour une série d'expériences.

Durées	Quartz	Albumine	Verre 0^{mm},14	Acétone	Phénylalanine	Verre 0^{mm},70
0	6,75	6,4	6,75	6,06	7,1	5,2
2,5	33,60	—	—	—	—	—
5	54,60	7,3	7,3	8,94	10,6	5,2
7,5	70,0	—	—	—	—	—
10	87,5	8,3	7,75	10,9	13	5,7
12,5	95	—	—	—	—	—
15	100	9,1	8,9	12,4	16,7	—
20	—	10,1	9,4	13,9	17,8	—

On en déduit pour les différentes régions les variations de conductivité suivantes :

$$A = 0{,}2,$$
$$B = 0{,}35,$$
$$C = 0{,}35,$$
$$D = 3{,}3,$$
$$E = 2{,}68.$$

et l'on obtient les valeurs suivantes pour susceptibilité photochimique :

Régions	Raies transmises	Intensités relatives	Proportions d'énergie transmises en 0/0 par les écrans	Énergie incidente	Susceptibilités photochimiques
A.....	3200 3600	324	100	324	0,7
B.....	2980 2800	81	28	31	10
	2748	113	7,6		
C.....	2572	84	27	28	12
	2469	28	19		
D.....	Groupe 2300	753	19	154	35
	Groupe 2288	199	10		
	Groupe 2265	199	0,37		
E.....	Groupe 2265	199	12	156	116
	Groupe 2195	339	20		
	Groupe 2147	256	25		

Les courbes (*fig.* 3) montrent que l'action photochimique croît sensiblement de façon continue, de même que l'absorption.

3° Un troisième exemple est l'aldéhyde acétique en solution

aqueuse à 5 0/0. Son absorption a été étudiée quantitativement dans le travail déjà cité de J. Bielecki et Victor Henri. L'aldéhyde acétique présente une bande d'absorption pour $\lambda = 2775$; au delà de cette bande, l'absorption passe par un minimum pour $\lambda = 2350$ et augmente ensuite très rapidement.

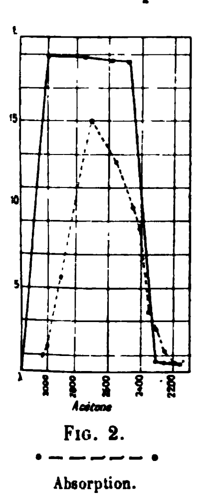


FIG. 2.

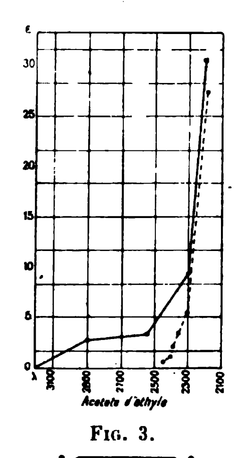


FIG. 3.

• — — — — — • Absorption.

• ———————— • Susceptibilité photochimique.

Voici les valeurs de l'énergie absorbée pour les différentes radiations :

λ..................	2195	2240	2307	2338	2405	2452
Proportions d'énergie absorbées en 0/0..	99,99	99,54	77,33	71,51	82,73	89,56
λ..................	2550	2665	2693	2773	2900	3000
Proportions d'énergie absorbées en 0/0..	98,20	99,84	99,92	99,96	99,84	97,02

L'action de la lumière a été mesurée également par la conductivité électrique. La variation de résistance est d'environ 25.000 ohms en cinq minutes pour le spectre total. Nous donnons dans le tableau suivant les vitesses initiales de réaction dans une série de mesures, les conductivités sont exprimées en 10^{-6}.

Durée en minutes	Albumine	Verre 0mm,14	Acétone	Phénylalanine	verre 0mm,70
0	22,2	22,3	22,6	24,2	25,3
5	33,4	36	27,6	28,2	28,8
10	50,7	55,5	33,5	34,2	34,5

Les écrans qui ont servi sont les mêmes que ceux utilisés pour l'acétate d'éthyle. On déduit les vitesses trouvées, et tenant compte

de la transparence de la lamelle de verre à la raie 2880, pour les régions du spectre A, B, C, D, E, les valeurs suivantes pour l'activité des différentes régions :

A = 3,5,
B = 10,2,
C = 0,8,
D = 0,5,
E = 1,5.

Le tableau suivant indique les valeurs qui en résultent pour la susceptibilité photochimique dans diverses régions.

Régions	Raies transmises	Intensités relatives	Proportions d'énergie transmises en 0/0 par les écrans	Energie résultante	Susceptibilité photochimique
A.....	3200 3600	324	100	324	1,3
B.....	2980 2880	81	28	31	79
	2748	113	7,6		
C.....	2572	84	27	28	4,2
	2469	28	19		
D.....	Groupe 2300	753	19	154	1,7
	Groupe 2288	199	10		
	Groupe 2265	199	0,37		
E.....	Groupe 2265	199	12	156	3,8
	Groupe 2195	339	20		
	Groupe 2147	256	25		

La susceptibilité photochimique présente un maximum remarquablement net dans la région B, comprise entre 2980 et 2748 ; or l'aldéhyde acétique a une bande d'absorption dans cette région, et le maximum est à 2775. La concordance est parfaite comme l'indique la courbe (*fig.* 4).

On remarquera pourtant qu'au lieu de se relever vers les faibles longueurs d'onde, la courbe représentant la susceptibilité photochimique s'écarte de la courbe d'absorption. Il semble que, pour l'action chimique, il n'y ait qu'une bande d'absorption qui entre en jeu. D'autre part, la courbe de l'action photochimique est beaucoup plus brusque que celle de l'absorption. On calcule aisément que le rapport entre l'action chimique et l'absorption n'est pas une constante, mais croît aux environs de la bande d'absorption. On peut dire que dans la réaction chimique, une partie seulement de la molé-

cule intervient, c'est à cette partie, le groupe aldéhydique à double liaison, que correspond la bande d'absorption aux environs de 2.700. Cela revient à étendre la loi d'absorption aux phénomènes d'ordre moléculaire. On voit ainsi pourquoi le rapport précédent n'est pas constant.

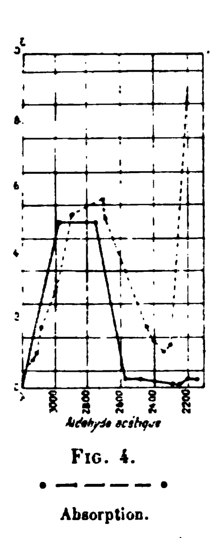


Fig. 4.

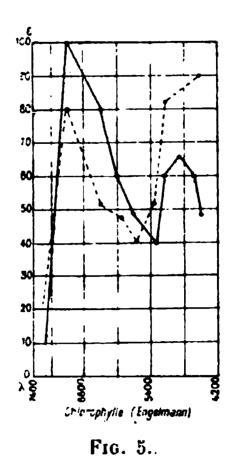


Fig. 5.

Absorption. — Susceptibilité photographique.

Les recherches quantitatives sur l'absorption des rayons ultra-violets par différents aldéhydes nous conduisent à considérer que la courbe d'absorption de ces corps est la résultante de deux courbes d'absorption élémentaires qui appartiennent, l'une au groupement $H-C=O$, l'autre aux groupements CH^2 et CH^3; l'action photochimique portant presque exclusivement sur le premier groupement moléculaire, on conçoit que la courbe de susceptibilité photochimique soit parallèle seulement à la partie de la courbe d'absorption qui correspond à ce groupement aldéhydique. C'est précisément ce que l'on voit sur la *fig.* 4.

On connaît, dans le spectre visible, des écarts analogues à la loi d'absorption qui pourraient s'expliquer de même.

On sait par exemple que la chlorophylle a une série de bandes d'absorption (*fig.* 5); les expériences de Timiriazew ont montré que toutes n'étaient pas activès au point de vue de l'assimilation chlorophylienne. Les radiations absorbées entre E et H ne semblent pas intervenir dans la décomposition du gaz carbonique.

Cette sensibilité élective de certaines bandes à la lumière s'expliquerait en admettant que, pour agir, la lumière doit non seulement être absorbée par la molécule, mais que les seules radiations qui interviennent sont celles qui sont absorbées par les groupements sensibles de la molécule. C'est ce que nous avons appelé la *loi d'absorption photochimique élémentaire* (1).

III. — **Énergie absorbée dans les réactions photochimiques.** — Pour comparer entre elles les diverses réactions photochimiques et établir au point de vue énergétique le mécanisme de ces réactions, il est important de déterminer sur un grand nombre d'exemples la quantité d'énergie de rayonnement qui doit être absorbée par molécule pour que la réaction ait lieu.

Un raisonnement thermodynamique et la théorie des *quanta* ont amené Einstein à énoncer la loi générale de l'*équivalence photochimique :* pour qu'il y ait réaction chimique, une molécule doit absorber une quantité d'énergie de rayonnement égale à un quantum d'énergie. La valeur du quantum est proportionnelle à la fréquence ν de la radiation incidente et est égale à $h\nu$, où h est la constante de Planck, $6,5 . 10^{-27}$.

Pour obtenir cette expression, Einstein fait plusieurs hypothèses; notamment il suppose que les molécules réagissent seulement sous l'action du rayonnement et indépendamment les unes des autres, c'est-à-dire que la réaction est monomoléculaire.

Nous avons mesuré l'énergie qu'absorbe en moyenne une molécule dans le cas de la décomposition photochimique de l'eau oxygénée, et dans l'hydrolyse de l'acétone. Nous avons ensuite cherché si la loi d'Einstein était applicable à quelques autres réactions.

1° Nous avons exposé une solution d'eau oxygénée très diluée, la concentration initiale était 0,037 normale.

La solution était exposée dans des vases à fond plat de 5 centimètres carrés de surface. La distance à l'étincelle était de 4 centimètres et l'épaisseur de la couche liquide $0^{cm},2$. On dosait après cinq minutes d'exposition avec une solution de permanganate. L'absorption de l'eau oxygénée a été mesurée quantitativement pour toutes les régions du spectre du cadmium. On peut ainsi calculer l'énergie absorbée. Le tableau suivant donne les résultats obtenus :

(1) *C. R.*, t. CLVI, p. 230 : 1913.

Raies	Proportion 0/0 d'énergie absorbée	Énergie incidente en ergs/sec	Energie absorbée en ergs/sec
2980-2880	2,5	65,0	1,6
2748	8	94,5	7,6
2572	24	68,0	16,3
2469	41	21,7	8,9
2300-2288	74	651,0	476,7
2265	80	331,7	265,3
2195	87	282,0	245,3
2144	92	213,9	196,8

1.218,5 ergs sont absorbés en une seconde; pendant le même temps, $1,9 . 10^{16}$ molécules sont détruites. Par molécule transformée, l'énergie absorbée est en moyenne :

$$E = 6,4 . 10^{-14} \text{ ergs.}$$

En prenant comme valeur moyenne de ν, $1,3 . 10^{15}$, on devrait trouver d'après la loi d'Einstein pour E la valeur environ 130 fois plus grande,

$$8,5 . 10^{-12} \text{ ergs.}$$

2° La solution d'acétone exposée était normale ; la surface était de $2^{cm^2},52$, la distance à l'étincelle 3 centimètres et l'épaisseur $0^{cm},4$. Après quinze minutes d'exposition, on dosait par iodométrie. Le tableau suivant indique les résultats obtenus :

Raies	Proportion 0/0 d'énergie absorbée	Énergie incidente en ergs/sec	Énergie absorbée en ergs/sec
2980-2880	86	58,8	50,5
2748	100	85,4	85,4
2572	100	61,6	61,6
2469	100	19,6	19,6
2300-2288	95	588,0	558,6
2265	86	299,0	257,1
2195	63	254,0	160,0
2144	38	193,0	73,3

1.266 ergs sont absorbés par seconde, et le nombre de molécules détruites dans le même temps est $2,3. 10^{17}$. On trouve par molécule :

$$E = 5,5 . 10^{-15} \text{ ergs.}$$

La valeur calculée d'après la loi d'Einstein en prenant pour ν la valeur moyenne $1,15 . 10^{15}$ est environ 1.360 fois supérieure à la valeur trouvée. Elle est :

$$7,53 . 10^{-12}.$$

3° L'énergie minimum provenant d'une lampe Hefner, et tombant

sur la pupille suffisante pour produire une impression lumineuse est d'après Grijns et Noyons : $4,4 . 10^{-11}$ ergs.

8 à 10 0/00 seulement de cette énergie appartiennent au spectre visible, soit $3,96 . 10^{-13}$. L'œil est plus particulièrement sensible au vert jaune.

Nous trouvons en prenant $\nu = 5,76 . 10^{14}$ pour l'énergie du seuil :

$$E = 6,6 . 10^{-28} \times 5,76 . 10^{14} = 3,96 . 10^{-13} \text{ ergs};$$

le coefficient $6,6 . 10^{-28}$ est ici égal à $h : 10$. Mais, dans les expériences précédentes, l'image formée sur la rétine est d'environ 1/100 de millimètre carré. Si la loi de l'équivalence photochimique était applicable, on serait conduit à admettre qu'il suffit que 10^{-1} de molécule soit décomposé dans 1/100 de millimètre carré de rétine pour produire une impression lumineuse. Ce qui est certainement inadmissible.

4° Leimbach (1) a mesuré l'énergie nécessaire pour produire sur une plaque photographique un noircissement égal à 1. Pour λ compris entre 415 et 475 $\mu\mu$, il a trouvé par centimètre carré 0,63 ergs. La quantité d'argent qui correspond à ce noircissement est égale à $0^{gr},000103$ par centimètre carré, ce qui représente 7.10^{17} molécules d'argent.

Par conséquent l'énergie moyenne par molécule est égale à :

$$E = 0,9 . 10^{-18} \text{ ergs}.$$

Dans ce cas ν est égal à $7,2.10^{14}$, et le produit $h\nu = 4,68 . 10^{-12}$ ergs. C'est une valeur cinq millions de fois plus grande.

5° Dans l'assimilation chlorophyllienne par les feuilles vertes, Brown a trouvé que, dans les conditions optima, il y avait formation de $0^{gr},00083$ d'amidon par mètre carré et seconde ; ceci correspond à une fixation de $0^{gr},0012$ de CO^2, c'est-à-dire 19.10^{18} molécules. Les 90 0/0 de cette assimilation sont produits par les rayons de λ compris entre 700 et 650 $\mu\mu$ et l'énergie du rayonnement solaire correspondant à cette région du spectre est égale à 18 calories par mètre carré et seconde, c'est-à-dire $7,52.10^8$ ergs ; par conséquent l'assimilation d'une molécule d'acide carbonique nécessite en moyenne :

$$E = 4,4 . 10^{-11} \text{ ergs}$$

(1) *Zeit. f. wiss. Phot.* : 199 ; 1909.

D'autre part la valeur de $h\nu$ est ici égale à :

$$h\nu = 2,86 \,.\, 10^{-12} \text{ ergs}$$

c'est-à-dire environ 15 fois moins.

6° Warburg ([1]) a mesuré la quantité d'énergie de rayonnement $\lambda = 209\ \mu\mu$ absorbée par l'oxygène pendant la formation d'une quantité dosée d'ozone. Il trouve, par exemple, que l'énergie absorbée est égale à $1,72 \,.\, 10^{4}$ ergs et le nombre de molécules d'ozone formées est $1,65 \,.\, 10^{15}$. Par conséquent par molécule on a :

$$E = 1,04 \,.\, 10^{-11} \text{ ergs.}$$

Or ν est égal à $1,43.10^{15}$; donc on a :

$$h\nu = 0,929 \,.\, 10^{11} \text{ ergs}$$

c'est un nombre remarquablement voisin de l'énergie obtenue E.

Dans les quatre premières réactions que nous avons examinées, *l'énergie nécessaire à la destruction d'une molécule par voie photochimique est inférieure au quantum d'énergie d'Einstein* ([2]). La lumière semble n'y intervenir que comme catalyseur, pour mettre les molécules dans un état tel qu'elles réagissent ensuite d'elles-mêmes.

Pour ces réactions, les conditions posées par Einstein ne s'appliquent pas, puisque ces réactions se produisent aussi dans l'obscurité.

Dans les deux dernières réactions, au contraire, le rayonnement est indispensable pour provoquer les réactions qui sont fortement endothermiques ; l'énergie qui doit être absorbée par molécule est ici bien plus grande et elle se rapproche de celle qu'exige la loi de Einstein.

Il y a donc intérêt à déterminer pour un grand nombre de réactions diverses la valeur de l'énergie de rayonnement qui doit être absorbée par molécule pour provoquer une réaction. La valeur de cette énergie pourra servir à mesurer d'une façon directe la stabilité d'une molécule complexe et l'affinité chimique entre des molécules différentes.

---

(1) *Berl. Akad.*, 1912.

(2) M. Marcel Boll, qui s'est posé un problème analogue à propos de l'hydrolyse photochimique des acides chloroplatiniques, nous a dit obtenir des résultats qui sont à rapprocher des nôtres.

FORMULES UTILISÉES DANS LA DÉTERMINATION DES COEFFICIENTS D'AIMANTATION;

Par M. A. GUILLET.

I. *Question.* — Un chimiste « qui possède seulement les connaissances mathématiques et mécaniques exigées des candidats au certificat de mathématiques générales » me demande si le *Journal de Physique* ne pourrait pas établir et coordonner, d'une manière simple et concise, les formules si couramment utilisées aujourd'hui pour la détermination de la *Susceptibilité* magnétique des corps. Il prétend être embarrassé « par les développements épars des traités qu'il a consultés ».

Pour être classique et rigoureux, il me paraît difficile d'éviter la théorie générale des *milieux polarisés* sous l'une de ses formes, au moins dans le cas fort important d'une *polarisation purement induite*, c'est-à-dire équivalente à une distribution convenable de magnétisme sur la surface limitant le corps.

Mais peut-être pourrait-on borner l'exposé aux considérations élémentaires suivantes, *affranchies de la notion d'énergie potentielle* de laquelle on tire habituellement l'expression des forces intervenant dans la mesure des susceptibilités.

II. *Problèmes préliminaires.* — *a*) On sait que le champ newtonien, en un point P d'une sphère attirante homogène, de centre O, a pour intensité $4\pi r\rho$, r désignant la distance OP et ρ la masse spécifique de la matière dont la sphère est faite.

b) S'il était possible de constituer un système formé de deux sphères massives et homogènes, de même masse spécifique ρ, ayant une partie commune, et telles que la matière de l'une agissant par *attraction*, celle de l'autre agisse par *répulsion*, toujours selon la loi quantitative de Newton, le champ résultant serait *uniforme* dans la région commune aux deux sphères.

On a en effet (voir *fig.* 1) :

$$f = \frac{4}{3}\pi r\rho \text{ (attraction)}; \qquad f' = \frac{4}{3}\pi r'\rho \text{ (répulsion)},$$

et par suite :

$$\frac{f}{r} = \frac{f'}{r'}.$$

Construisons la résultante R des champs f et f' ; comme les triangles MPQ et OO'M ont un angle égal $\widehat{M}$ et $\widehat{Q}$ compris entre côtés proportionnels, ils sont semblables, et le côté R est parallèle à la ligne des centres O'O des deux sphères. Posons OO' $= e$, on a :

$$\frac{R}{e} = \frac{f}{r} = \frac{4}{3}\pi\rho ;$$

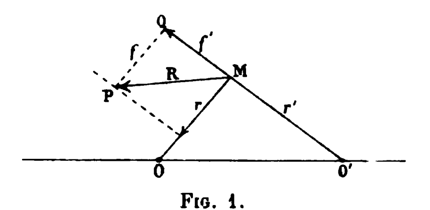


Fig. 1.

Donc le champ R dans la région considérée est parallèle à OO' et a pour intensité :

$$R = \frac{4}{3}\pi\rho e.$$

Comme les éléments communs aux deux sphères agissent d'une manière égale et contraire en tout point, ils se neutralisent l'un par l'autre, et l'on peut dire que les deux distributions lenticulaires ombrées $-$ et $+$ déterminent dans l'espace lenticulaire vide un champ uniforme R (*fig.* 2).

Ce cas, fictif en gravitation, devient réel en *électricité* et en *magnétisme*, où les phénomènes observés manifestent la *dualité* $+$ et $-$ supposée, et la distribution de *centres actifs*, dont l'exercice précédent offre l'image, va jouer désormais un rôle fondamental.

Le système des centres O, O' de coefficients $\frac{4}{3}\pi\rho$ pouvant remplacer pour l'extérieur l'ensemble des deux sphères actives se nomme couple ou *doublet;* le calcul du potentiel et du champ en un point provenant d'un tel élément est immédiat.

c) Qu'advient-il si l'on place une sphère *conductrice* dans un champ électrique uniforme φ ?

En raison du phénomène d'influence, le conducteur se chargera d'électricité, de façon que la distribution induite rende le champ *actuel* nul en tout point de la sphère, car telle est la définition statique du *conducteur*.

Or la sphère étant *neutre*, le champ est φ par hypothèse, donc la distribution par influence, considérée seule, doit produire le champ uniforme — φ.

D'après *b*), ce résultat est fourni par deux distributions lenticulaires + et — répondant à la condition :

$$\frac{4}{3}\pi\rho e = \varphi \qquad \text{ou} \qquad \rho e = \frac{3\varphi}{4\pi}.$$

ρe mesure la charge par unité de surface sur l'axe; donc (*fig.* 2) :

$$\sigma_0 = \rho e = \frac{3\varphi}{4\pi}.$$

Le *glissement* e n'intervient pas par lui-même, mais par le produit ρe.

On peut donc prendre pour densité superficielle σ sur le parallèle de la sphère défini par l'angle θ, la valeur $\sigma_0 \cos \theta$ qui correspond à l'épaisseur de la couche lenticulaire en θ.

Les phénomènes dus au champ magnétique ne conduisent pas à la notion de *conducteur magnétique*, c'est-à-dire d'un corps pour tous les points duquel le champ actuel serait nul.

Comme les propriétés spécifiques de la matière n'interviennent pas dans de tels conducteurs *statiques*, et que les formes géométriques qui en limitent la distribution et les positions relatives sont les seuls éléments efficaces à considérer, le problème des conducteurs est sans intérêt pour le chimiste.

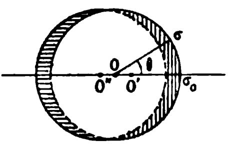


Fig. 2.

Cavendish savait, et Faraday a retrouvé, que les substances *isolantes* pouvaient intervenir *spécifiquement* dans les phénomènes d'équilibre électrique : deux condensateurs géométriquement identiques sont différents si l'isolant qui en sépare les armatures n'est pas le même. Et il a paru naturel de mesurer l'influence du diélectrique par le rapport des capacités du condensateur après et avant l'introduction du diélectrique, ou en suivant les variations d'une gran-

deur, fonction de la capacité : la période de décharge du condensateur par exemple.

Mais de telles mesures et de telles considérations, bien que fort précieuses, ne constituent pas une *théorie*.

Heureusement l'expérience de l'*aimant brisé*, en imposant la notion de dualité moléculaire, —, de *doublet élémentaire* — fit naître la conception de *milieu polarisé*, qui permit d'expliquer le rôle des diélectriques et, dans un grand nombre de cas, les manifestations magnétiques des corps.

Précisons cette notion dans le cas simple, mais fondamental, de la *polarisation uniforme*.

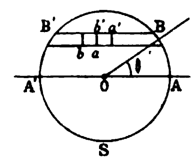


Fig. 3.

Soit une sphère S (*fig.* 3), dans laquelle on isole par la pensée un cylindre B'B dont les génératrices sont parallèles à A'OA. Isolons encore dans ce cylindre, de section droite dS_0, et par deux plans perpendiculaires à B'B menés par a et b, un élément ab de longueur du et de volume $dv = dS_0 \times du$.

La sphère est dite uniformément aimantée *dans le sens* A'A, si un élément quelconque tel que ab se comporte comme un aimant infiniment petit dont la face — serait en b, la face + en a, et de moment magnétique :

$$dM = \mathfrak{J} dv,$$

$\mathfrak{J}$ étant une constante.

En désignant par σ_0, la densité de distribution en a, on a :

$$dM = \sigma_0 \,.\, dS_0 \,.\, du,$$

ou

$$\mathfrak{J} = \sigma_0.$$

Deux éléments contigus ab, $a'b'$ ont une face commune, b' coïncide avec a, et la somme algébrique du magnétisme de ces faces est nulle. Il ne peut donc y avoir de magnétisme libre, déterminant un champ, que sur la surface de la sphère. Or la portion de surface dS découpée par le cylindre B'B a pour mesure :

$$dS = dS_0 : \cos\theta,$$

et, comme le magnétisme $\sigma_0\, dS_0$ relatif à la section dS_0 se trouve réparti à la sortie sur l'aire dS, la densité de distribution sur cette aire est :

$$\sigma = \sigma_0 dS_0 : dS = \sigma_0 \cos\theta \quad (fig.\ 3).$$

D'après *c*), une telle distribution produit à l'intérieur de S un champ uniforme, parallèle à AA', et d'intensité :

$$R = \frac{4}{3}\pi\sigma_0.$$

d) Une sphère neutre, c'est-à-dire pour laquelle $\mathfrak{J} = 0$, est portée dans un champ magnétique uniforme φ ; déterminer la distribution de polarisation.

La *symétrie* conduit à envisager une polarisation uniforme, c'est-à-dire une distribution $\sigma = \sigma_0 \cos\theta$, correspondant au champ $R = \frac{4}{3}\pi\sigma_0$. Mais, pour aller plus loin, il faut faire une hypothèse.

Dans le cas de la sphère conductrice, la distribution d'influence est déterminée par la condition :

$$\varphi - R = 0 ;$$

Ce champ résultant est nul, à l'équilibre, à l'intérieur de la sphère ; mais, dans le cas actuel, comment limiter la polarisation ?

On admet, avec *Poisson*, qu'à l'équilibre l'intensité $\mathfrak{J}$ de polarisation est *proportionnelle au champ résultant intérieur* φ — R, et la constante de proportionnalité $\varkappa$ est appelée *susceptibilité* de polarisation de la matière dont la sphère est faite.

L'hypothèse de Poisson, suffisante pour beaucoup de substances et de champs polarisants, fournit donc les valeurs finales de R et de $\mathfrak{J}$ par les deux équations :

$$(1) \qquad R = \frac{4}{3}\pi\mathfrak{J},$$

$$(2) \qquad \mathfrak{J} = \varkappa(\varphi - R),$$

qui, résolues, donnent, en posant $K = 1 + 4\pi\varkappa$:

$$R = \frac{K-1}{K+2}\cdot\varphi, \qquad \mathfrak{J} = \sigma_0 = \frac{3}{4\pi}\cdot\frac{K-1}{K+2}\cdot\varphi.$$

K désigne ce que l'on nomme le *pouvoir inducteur* du milieu (diélectriques) ou la *perméabilité du milieu* (magnétisme).

Les méthodes de détermination de $\varkappa$ fondées sur des mesures de forces ont une base théorique commune, les champs magnétique et électrique jouant des rôles correspondants. La différenciation des techniques résulte de l'intervention des effets d'induction dans le cas des mesures magnétiques et des effets de capacité dans le cas des mesures électriques. Le coefficient $\varkappa$ est positif ou négatif selon que la matière est para *magnétique* ou *diamagnétique.*

III. *Formules les plus usuelles.* — Il est maintenant possible d'établir les formules qui sont à la base des techniques visées par mon correspondant.

Soit un champ magnétique produit par un aimant ou par un électro-aimant ; X, Y, Z les composantes du champ φ en un point O (x, y, z). Plaçons une sphère dans ce champ de façon que son centre soit au point O. Au point de vue de la polarisation, tout se passe comme si la sphère, *supposée très petite,* était soumise à l'action d'un champ uniforme φ ; elle se polarisera donc de telle manière que :

$$\eth = \sigma_0 = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{K-1}{K+2} \cdot \varphi.$$

D'après (b et (d, la sphère se comporte, au point de vue magnétique, comme un système de deux centres O′, O″ (*fig.* 4), auxquels se trouveraient les quantités — μ et + μ de magnétisme, et l'on a :

$$\mu = \frac{4}{3}\pi R^3 \cdot \frac{\sigma_0}{e} = dv \cdot \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{\varphi}{e},$$

dv désignant le volume de l'échantillon étudié.

Si df_x est la composante de la force qui tend à déplacer le corps dans le champ magnétique parallèlement à l'axe des x, on a :

$$df_x = -\mu \cdot (X_{O'} - X_{O''}),$$

$X_{O''}$ et $X_{O'}$ étant les composantes du champ suivant $x'x$ en O″ ($x + dx, y + dy, z + dz$) et O′ ($x - dx, y - dy, z - dz$).

Or

$$X_{O''} = X + \frac{\partial X}{\partial x} dx + \frac{\partial X}{\partial y} dz + \frac{\partial X}{\partial z} dz ;$$
$$X_{O'} = X - \frac{\partial X}{\partial x} dx - \frac{\partial X}{\partial y} dy - \frac{\partial X}{\partial z} dz ;$$

Donc :

$$(3) \qquad df_x = 2\mu \left(\frac{\partial X}{\partial x} dx + \frac{\partial X}{\partial y} dy + \frac{\partial X}{\partial z} dz\right).$$

Comme au champ magnétique correspond un potentiel, les composantes X, Y, Z du champ sont les dérivées d'une certaine fonction des coordonnées ; on a par suite :

$$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{\partial Y}{\partial x} \quad \text{et} \quad \frac{\partial X}{\partial z} = \frac{\partial Z}{\partial x}.$$

En conséquence,

$$df_x = 2\mu \left(\frac{dX}{\partial x} dx + \frac{\partial Y}{\partial x} dy + \frac{\partial Z}{\partial x} dz \right).$$

Mais les points O′ et O″ sont sur la direction du champ φ en O ; dont les cosinus directeurs sont $\frac{X}{\varphi}, \frac{Y}{\varphi}, \frac{Z}{\varphi}$; en posant $OO'' = \varepsilon'$, il vient,

$$dx = \varepsilon' \cdot \frac{X}{\varphi}, \qquad dy = \varepsilon' \frac{Y}{\varphi}, \qquad dz = \varepsilon' \frac{Z}{\varphi}.$$

et, en portant ces valeurs dans (3),

$$df_x = 2\mu \frac{\varepsilon'}{\varphi} \left[\frac{\partial X}{\partial x} X + \frac{\partial Y}{\partial x} Y + \frac{\partial Z}{\partial x} Z \right] = 2\mu \frac{\varepsilon'}{\varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (X^2 + Y^2 + Z^2).$$

Or $\varphi^2 = X^2 + Y^2 + Z^2$, on a donc :

$$df_x = 2\mu \frac{\varepsilon'}{\varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \varphi^2.$$

En remplaçant μ par sa valeur et remarquant que $2\varepsilon' = e$, il vient enfin :

$$df_x = dv \cdot \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{1}{2} \frac{\partial \cdot \varphi^2}{\partial x} = C \cdot \frac{\partial \cdot \varphi^2}{\partial x},$$

en posant :

$$C = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{dv}{2}.$$

On obtiendrait de la même manière :

$$df_y = C \cdot \frac{\partial \cdot \varphi^2}{\partial y}, \qquad df_z = C \cdot \frac{\partial}{\partial z} \cdot \varphi^2$$

Fréquemment $\varkappa$ est très petit (pour l'eau $\varkappa = -0{,}72 \times 10^{-6}$), en sorte que $4\pi\varkappa$ est négligeable devant l'unité, alors

$$C = \varkappa \frac{dv}{2},$$

Cas particuliers. — 1. *Méthode de Faraday.* — Réduisons à deux pôles l'aimant, ou l'électro-aimant, qui produit le champ magnétique utilisé, et soit $x'x$ la ligne des pôles (*fig.* 4). Il est évident qu'en un point de la perpendiculaire $y'y$ menée par le milieu de $A'A = 2d$, le champ est dirigé parallèlement à la ligne des pôles et du côté du pôle négatif A. Donc, en un tel point,

$$Y = o \qquad \text{et} \qquad X = -\frac{2dm}{(a^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}}$$

et l'action du champ se réduit à la force

$$df_y = 2C.X\frac{\partial X}{\partial y}$$

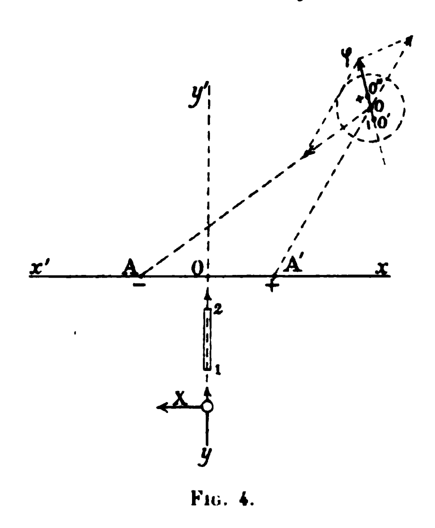


Fig. 4.

C'est la formule mise en œuvre par *P. Curie* dans son si remarquable mémoire sur *les Propriétés magnétiques des corps à différentes températures;* elle suppose la détermination expérimentale auxiliaire du champ X et de la dérivée $\frac{\partial X}{\partial y}$ ou de la dérivée $\frac{\partial Y}{\partial x}$ qui a la même valeur. On construira ces courbes dans le cas théorique supposé plus haut, ainsi que la courbe $u = X\frac{\partial X}{\partial y}$, et on déterminera la position sur Oy qui correspond au maximum de ce produit.

2. *Méthode de Gouy* (1). — Si l'on dispose un mince cylindre de section s de la substance suivante Oy entre M_1 et M_2, l'action sur l'élément sdy sera :

$$df_y = \varkappa s dy \frac{\partial}{\partial y} \cdot X^2 ;$$

donc, on aura, en supposant que les éléments dv interviennent comme s'ils étaient pris séparément, c'est-à-dire sans exercer d'actions l'un sur l'autre :

$$f_y = \varkappa s \int_{M_1}^{M_2} \frac{\partial}{\partial y} \cdot X^2 \cdot dy = \varkappa s (X_2^2 - X_1^2),$$

et, si le champ est négligeable dans la région la plus éloignée,

$$f_y = \frac{\varkappa}{2} s . X_2^2$$

On trouvera dans la note de M. Gouy, *Sur l'énergie potentielle magnétique et la mesure des coefficients d'aimantation*, comment on peut supposer $\varkappa$ fonction du champ.

2'. *Méthode hydrostatique de Quincke* (2). — Dans le cas des liquides, le cylindre considéré est constitué par le fluide remplissant l'une des branches d'un tube en U dont l'autre branche aboutit à une cuvette de section S. Le champ magnétique détermine alors une dénivellation, et le poids de la colonne, d'un liquide de densité δ, soulevée par exemple, est $s\delta hg$, h étant la dénivellation. On a donc :

$$\frac{\varkappa}{2} s X_2^2 = s\delta hg,$$

d'où :

$$\varkappa = \frac{2h . \delta . g}{X_2^2}.$$

La constante $\varkappa$ est ici rapportée à l'unité de volume ; or l'unité de masse de la substance occupe le volume $\frac{1}{\delta}$, donc la susceptibilité ou

(1) *C. R.*, 1889, CIX, p. 935.
(2) *Wied. Ann.*, 1885, p. 375..

coefficient d'aimantation rapportée à l'unité de masse est :

$$\frac{\varkappa}{\delta} = \chi = \frac{2hg}{X_2^2}$$

Il n'y a plus, dans cette technique, que des mesures de champ à effectuer. Si h_1 est la course que doit subir un microscope pour pointer successivement le niveau du liquide, l'électro-aimant étant neutre ou excité, la dénivellation h aura en réalité pour valeur $h_1\left(1 + \frac{s}{S}\right)$ à cause de la variation du niveau du liquide dans la cuvette.

Le produit χ M, M étant la masse moléculaire de la substance, est appelé coefficient d'aimantation moléculaire, on trouvera dans le *Recueil de constantes physiques* (p. 666 à 671) un tableau des valeurs de ces coefficients pour un grand nombre de substances ainsi que d'importantes remarques générales.

En ce qui concerne la technique des mesures, en se bornant d'abord aux principaux travaux français, on pourra consulter les publications suivantes :

Propriétés magnétiques des corps à diverses températures (1893), thèse de P. Curie, Faculté des Sciences de Paris (F. S. P.), ou *Œuvres*, p. 232 à 334 ;

Sur un appareil pour la détermination des constantes magnétiques P. Curie et C. Chéneveau (1903) (*Journal de phys.*, 4e série, t. II, p. 796) ;

Contribution à l'étude des combinaisons complexes (1909), thèse de M. P. Pascal (F. S. P.), p. 55 à 64 ;

Etudes de l'aimantation des corps ferromagnetiques au-dessus du point de Curie (1911), MM. P. Weiss et Foex (*J. de phys.*, 1911, p. 274 à 287) ;

Détermination du coefficient d'aimantation de l'eau (1912), thèse de M. Sève (F. S. P.), et *J. de phys.*, janvier 1913, p. 8 à 29.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLVI; nos 7, 8, 9, 10; février-mars 1913.

L. LECORNU. — Sur une cause d'explosion de chaudière. — P. 505.

Théorie mathématique relative à une explosion survenue le 17 décembre 1912 à Paris.

GOUY. — Sur la production de champs magnétiques intenses à la surface du Soleil. P. 512.

Théorie envisageant l'hypothèse de dynamos gazeuses, courants gazeux ionisés en mouvement créant un champ magnétique très fort à partir d'un champ d'amorçage très faible.

J. VIOLLE. — Sur les inconvénients que pourrait causer aux appareils des postes et télégraphes le voisinage de certains paratonnerres spéciaux dits niagaras. — P. 520.

Le niagara est une longue et large lame de cuivre électrolytique, non écroui, partant d'un faisceau de pointes en cuivre placé à grande hauteur et aboutissant à une nappe d'eau dans laquelle cette lame se termine de même par un faisceau de pointes en cuivre. Pour se préserver des inconvénients du voisinage de ces niagaras, il sera bon d'installer des lignes des P. T. T. à au moins 20 mètres, et en outre de conduire les lignes au poste central par voie souterraine.

CARL STÖRMER. — Sur un problème mécanique et ses applications à la physique cosmique. — P. 537.

Suite de l'étude des trajectoires des corpuscules électriques dans le champ d'un aimant élémentaire, en les supposant en outre soumis à l'action d'une force centrale émanant aussi de l'aimant et inversement proportionnelle au carré de la distance.

U. CISOTTI. — Sur les mouvements rigides d'une surface de tourbillon. — P. 539.

Théorie mathématique

A. GRUMBACH. — Retard de l'électrolyse sur la force électromotrice polarisante. P. 542.

Expériences montrant que l'électrolyse présente un retard appréciable sur l'application de la f. é. m. polarisante.

GEORGES MESLIN. — Influence réciproque des antennes parallèles sur les conditions de réception des ondes hertziennes. — P. 543.

C. TISSOT. — P. 770.

L'antenne A à trois fils est mise en relation avec un récepteur par dérivation simple ; l'antenne A à un fil est mise en relation avec le primaire d'un récepteur par induction.

La réception par A′ est améliorée lorsque A est reliée à la self qui la règle à sa résonance ou à une self plus forte; au contraire, l'audition de A est diminuée si A′ est réglée à sa résonance, améliorée si A′ est déréglée.

M. Tissot a aussi observé des phénomènes analogues et en donne l'explication théorique.

ANDRÉ BLONDEL. — Diagramme bipolaire des alternateurs synchrones travaillant, en générateurs ou en récepteurs, sur un réseau à potentiel constant, dans la théorie des deux réactions. — P. 545.

Diagramme des f. é. m., des courants et des puissances. Diagramme des forces magnétomotrices.

G. REBOUL. — Influence de la forme géométrique des solides sur les actions chimiques qu'ils éprouvent. — P. 548 et 688.

Suite des recherches de l'auteur (1), permettant d'énoncer la loi : « Dans l'action d'un gaz sur un solide, l'attaque est plus vive aux points où la courbure moyenne est plus grande. »

L'explication du phénomène peut se rattacher à la capillarité, en admettant que la concentration de l'atmosphère gazeuse autour d'un solide est plus grande aux points où le rayon de courbure est plus petit. Théorie, expériences.

(1) *C. R.*, décembre 1912.

Jean BIELECKI et Victor HENRI. — Étude quantitative de l'absorption des rayons ultra-violets par les acides gras et leurs éthers en solutions aqueuses et alcooliques. — P. 550.

Tableau. Les éthers absorbent un peu plus que les acides correspondants; les solutions alcooliques absorbent plus que les solutions aqueuses; les sels de sodium absorbent moins que les acides eux-mêmes. L'augmentation du nombre de groupes CH^2 dans la molécule des acides ne change pas la forme de la courbe d'absorption; elle produit surtout un déplacement des bandes d'absorption vers le rouge.

TSCHERNING. — Une théorie de la vision. — P. 569.

Parmi le grand nombre de points que l'œil voit à la fois, il y en a un qui se distingue des autres; c'est le point de fixation qui doit correspondre à un seul élément rétinien (élément principal). Si cet élément était lumineux, il fournirait un cylindre à la sortie de l'œil. On peut se figurer ce cylindre attaché à l'œil et mobile avec lui (photophores). Ce sont ces photophores qui nous guideraient dans la vision.

H. LE CHATELIER et M^lle CAVAIGNAC. — Fusibilité des corps gras naturels. P. 589.

Étude de la végétaline et de la stéarine. Les points de fusion moyens sont 24°,9 et 54°,6, cette fusion étant un phénomène reversible. Il peut y avoir surfusion, et, comme la vitesse de cristallisation est très faible, les points de fusion et de solidification observés par les méthodes usuelles sont fonction des vitesses de refroidissement et d'échauffement.

Pierre DUHEM. — Sur la stabilité de l'équilibre thermique. — P. 597.

Théorie thermodynamique.

L. CRUSSARD. — Sur la propagation et l'altération des ondes de choc. — P. 611.

Théorie mathématique.

ALEXANDRE SÉE. — Sur un nouveau principe de stabilité longitudinale des aéroplanes. — P. 613.

Une surface principale portante A à l'arrière est convexe vers le haut; une autre surface portante B, librement mobile autour d'un axe transversal, est convexe vers le bas, et, en marche, cette surface s'oriente d'elle-même, de façon que la poussée qu'elle reçoit de l'air passe par l'axe. Un tel système possède la stabilité longitudinale.

ALBERT TURPAIN (1). — L'inscription des signaux horaires et des télégrammes hertziens à l'aide d'un appareil Morse. — P. 615.

Détails sur le galvanomètre à corde et le galvanomètre à cadre employés.

V. CRÉMIEU (2). — Effets de la flexion aux points d'attache du fil d'une balance de torsion. — P. 617 et 832.

Suite des intéressantes recherches de l'auteur. Théorie montrant que toute variation permanente de la verticale modifiera la position d'équilibre azimutal du système, et si les directions d'insertion du fil demeurent fixes, il y aura rotation.

Application à la construction de dynamomètres, de microbalances et de séismographes échappant aux ébranlements sismiques.

Description de séismographes pour les composantes horizontale et verticale, pour les variations lentes de la verticale.

E. BRINER et A. KUHNE. — Sur la transformation subie par le carbure de calcium chauffé. — P. 620.

Expériences montrant que cette transformation n'est qu'une décomposition pure et simple du carbure en ses éléments.

E. FOUARD (3). — La tonométrie différentielle des solutions et la théorie d'Arrhénius. — P. 622.

---

(1) Voir aussi *C. R.*, 17 février 1913.
(2) Voir aussi *C. R.*, t. CXLVIII; 1909.
(3) Voir Résumé des séances de la Société de physique, 4 avril 1913.

Charles NORDMANN. — Sur le rendement lumineux du corps noir aux températures élevées et sur celui des étoiles. Premières applications à Arcturus et Véga. — P. 664.

Théorie montrant que le rendement lumineux du radiateur intégral augmente jusqu'à 6.430° absolus pour décroître ensuite. Arcturus a un rayonnement 2,2 fois plus intense que Véga, et les éclats apparents des deux étoiles sont égaux. Comme l'auteur a déjà trouvé 12.200° pour Véga, la théorie donne 3.400° absolus pour Arcturus.

André BLONDEL. — Puissance intérieure et couple synchronisant des alternateurs synchrones travaillant sur réseau à potentiel constant ou en parallèle. — P. 680.

Théorie mathématique.

Casimir CÉPÈDE. — Nouveau montage des préparations microscopiques permettant l'étude des deux faces aux plus forts grossissements et supprimant les procédés spéciaux d'emballage. — P. 683.

Les lames ordinaires sont perforées d'un trou circulaire dans leur région centrale, trou dont le bord supérieur est rodé obliquement pour augmenter le rayon. On mettra une lamelle couvre-objet dans le trou, puis l'objet orienté, puis le couvre-objet.

On pourra ainsi par retournement étudier les deux faces de l'objet.

Pierre GOBY. — Une application nouvelle des rayons X; la microradiographie. P. 686.

Dessin de l'appareil. Photographies. Le petit objet opaque à radiographier est en contact direct avec la couche sensible; l'ampoule est à très petit focus, et le faisceau de rayons X est un faisceau normal.

Marcel BOLL. — Énergie absorbée et masse formée dans une réaction photochimique. — P. 691.

Étude de la conductivité d'une solution très étendue d'acide tétrachloroplatinique sous l'action de la radiation : $\lambda = 2536$. Conclusions

1° Même quand une substance absorbante est le siège d'une réaction chimique, l'énergie émergente décroît suivant des fonctions exponentielles de l'épaisseur et de la concentration présente à chaque instant;

2° La masse formée est proportionnelle au temps, à la surface, à l'énergie absorbée et à la concentration, et inversement proportionnelle au coefficient d'absorption;

3° Dans le cas d'une réaction bimoléculaire, il n'y a pas proportionnalité entre la masse formée et l'énergie absorbée.

André KLING et D. FLORENTIN. — Action des basses températures sur les explosifs. — P. 694.

1° La sensibilité aux amorces des explosifs les plus divers est considérablement diminuée aux basses températures, et le refroidissement agit sur le détonateur et sur l'explosif;

2° La force des explosifs refroidis ne paraît pas diminuée, à la condition qu'il y ait déflagration totale;

3° Quand le régime de détonation est atteint, la propagation de l'onde explosive n'est pas influencée par le refroidissement.

Victor HENRI et Marc LANDAU. — Étude de l'absorption des rayons ultra-violets par l'acétylène. — P. 697.

Tableau.

Le spectre d'absorption de C^2H^2 gaz est un spectre cannelé à un grand nombre de bandes, de 3157 à 2236,4, formant trois groupes.

Les solutions alcooliques de C^2H^2 donnent une bande d'absorption très large, commençant à 2850 avec un maximum à 2631.

Witold BRONIEWSKI. — Sur les points critiques du fer. — P. 699.

Etude du fer électrolytique très pur.

La force thermo-électrique Fe — Cu donné un point critique à 730°, celle de Fe — Pt en donne un à 1.020°. La résistance électrique change entre 750 et 850°, entre 950° et 1.020°.

La courbe de dilatation présente un maximum vers 950° suivi d'une contraction; la courbe de refroidissement accuse un arrêt à 890° et un changement de direction vers 700°.

Ces résultats s'expliquent en partie par l'hypothèse de M. Bénédicks (1912) que le fer β d'Osmond est une solution solide de fer γ dans le fer α; en outre, pour expliquer le point critique à 1.020°, il faut admettre l'existence d'une nouvelle solution solide.

L. GUILLET et A. PORTEVIN. — Sur quelques propriétés d'un fer électrolytique industriel. — P. 702.

Points critiques :	Échauffement		Refroidissement	
Métal brut.........	791°	937°	902°	778°
Métal recuit........	788°	932°	902°	778°

Les gaz occlus n'influent pas sur les points de transformation.

Le fer recuit a une résistance de 10,22 $\mu\omega$ par centimètre cube à 20°; non recuit, il a une résistance de 12,16 $\mu\omega$ par centimètre cube.

H. PÉLABON. — Étude du système : sulfure d'antimoine, sulfure de plomb. P. 705.

Courbe. Existence nette de la zinckénite Sb^2S^3,PbS et de la jamesonite $Sb^2S^3,2PbS$.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur un actinomètre à lévulose pour les rayons ultra-violets; influence de la concentration sur la vitesse de réaction photochimique. — P. 705.

Cet actinomètre donne une réaction facile à mesurer (dégagement de gaz CO), peu sensible à la lumière visible et à l'ultra-violet initial, très sensible à l'ultra-violet moyen et extrême, restant semblable à elle-même et se compliquant très peu de réactions secondaires quand la longueur d'onde diminue.

La vitesse de réaction est proportionnelle à la quantité de lumière absorbée par unité de temps. Dans les solutions diluées, l'absorption est faible et proportionnelle à la concentration; dans les solutions concentrées, l'absorption est totale et n'augmente plus avec la concentration.

H. MAURICE. — Sur les résultats donnés par les ballons-sondes au nord du cercle polaire. — P. 738.

Les ballons ont été lancés à Kiruna, ville de Laponie suédoise. On

retrouve la couche isotherme. A une altitude très élevée (16.000 mètres par exemple), on observe des températures de — 50 à — 60° dans les régions circumpolaires, tandis qu'on a trouvé — 80° sous l'équateur. L'épaisseur des couches atmosphériques où se produisent des mouvements verticaux de l'air est donc beaucoup plus grande à l'équateur.

E.-A. MARTEL. — Sur l'étude des températures des eaux souterraines dans les captages pour l'alimentation publique. — P. 741.

F. DIENERT. — P. 831.

Les eaux souterraines varient, d'une saison à l'autre, aussi bien en température qu'en débit. Elles présentent d'autant moins de chances de pureté que leur température et leur débit sont plus variables, parce que leur degré de filtrage est fonction de leur vitesse de transmission. M. Diénert montre que la température n'a pas une importance aussi grande que le croit M. Martel.

Henri RENAN. — Résultats de la discussion des observations faites par MM. Delporte et Viennet, pour déterminer par T. S. F. la différence de longitude entre l'observatoire royal de Belgique et l'observatoire de Paris. — P. 758.

Il y a $8^{m}\ 5^{s},12$ de différence de longitude entre la méridienne de Cassini (Paris) et le centre du cercle méridien de Repsold (Uccle).

J. de BOISSOUDY. — Sur la loi du rayonnement noir et la théorie des quanta. P. 765.

Théorie mathématique.

Albert TURPAIN. — Relais extra-sensibles pour T. S. F. — P. 768.

Ces relais sont sensibles à $\frac{1}{100}$ de microampère. L'un est constitué par un cadre de fil de Cu de $\frac{1}{100}$ de millimètre de diamètre dans un champ de 25.000 gauss. Ce fil est suspendu par un bifilaire de cocon. Un des côtés du cadre porte un cocon qui, au moment du déplace-

ment, agira sur un levier en Al qui assure le contact de boucles fines d'argent. L'autre relais est constitué par le galvanomètre à corde précédemment décrit (¹), qui assure aussi le contact de fils très fins d'argent.

F. BODROUX. — Sur quelques mélanges liquides se prêtant tout particulièrement à l'observation du phénomène de Christiansen. — P. 772.

Le mélange d'acétate d'éthyle et d'une solution de NaCl donne par transparence des ombres colorées en jaune que la chaleur modifie. De même les mélanges d'alcool propylique et d'une solution de NaBr, ceux d'oxyde d'éthyle et d'alcool méthylique associés à des solutions aqueuses de saccharose ou de glycérine donnent des colorations fonction de la température.

Au repos, à la surface de séparation des liquides, on a de belles irisations dans l'observation sous l'incidence rasante.

E. ROTHÉ. — Sur la réception des radiotélégrammes par des antennes multiples avec ou sans mise au sol. — P. 774.

L'antenne I est constituée par six fils parallèles isolés, inclinés par rapport au sol, en relation avec le sol par une self. Les autres antennes II, III, etc., sont des fils en relation avec le sol par des selfs. Si I est réglée à la résonance, la réception par II est très bonne. On peut dire que chacun des postes greffés sur le sol de I fonctionne en résonateur ayant une excitation propre, mais renforcée par I.

Si les antennes sont réunies sans l'intermédiaire du sol, l'ensemble constitue un vibrateur fonctionnant en demi-onde, et l'intensité de la réception est assez forte pour qu'on puisse utiliser le dispositif en aéronautique, en remplaçant par un montage à antenne double le montage à contrepoids utilisé généralement.

A. GUYAU. — Sur un oscillographe interférentiel. — P. 777.

Schéma. Des franges rectilignes d'interférence par réflexion sont formées dans une lame d'air mince comprise entre un miroir mobile F argenté collé sur une membrane téléphonique et un miroir fixes

(¹) *C. R.*, février 1913.

semi-argenté. L'image des franges sera projetée sur un cylindre enregistreur à mouvement hélicoïdal.

La proportionnalité des déplacements aux intensités permet d'utiliser un tel appareil comme oscillographe.

B. SZILARD. — Sur un électromètre à spiral. — P. 779.

Schéma. L'aiguille, au potentiel de la cage, sert à la fois d'index rigide et d'équipage mobile attiré par un secteur chargé.

Le couple antagoniste est fourni par un spiral cylindrique suspendant l'aiguille pivotant sur pierre. Il y a une échelle fixe, étalonnée empiriquement, portant les indications de voltage et des divisions correspondant à des valeurs de capacités égales entre elles. Dans l'appareil, un courant de 10^{-11} ampère donne un déplacement d'aiguille d'environ un degré par seconde.

B. BIANU. — Sur le rayonnement secondaire produit par les rayons α. — P. 785.

Etude du courant produit dans une chambre d'ionisation par le rayonnement provenant d'une surface métallique A frappée par les rayons α du polonium. On observe l'existence d'un rayonnement électronique très absorbable provenant de A qui peut ioniser et dont la charge est négative. La vitesse des particules est $1,8.\ 10^{9}\ \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

En constituant A par Al, Zn, Cu, Pb, on constate que la différence des courants avec ou sans champ magnétique est faible; mais la valeur des courants avec champ augmente d'autant plus que le poids atomique du métal est plus élevé.

CAMILLE MATIGNON. — Équilibre chimique dans l'action de HCl gazeux sur le sulfate de zinc. — P. 788.

Vérification de l'équation chimique :

$$2SO^4Zn \text{ solide} + 2HCl \text{ gaz} = SO^4H^2SO^4Zn \text{ solide} + ZnCl^2 \text{ solide}.$$

Il y a en effet production de $SO^4H^2SO^4Zn$, formé avec moins de 4 calories, probablement $1^c,36$. La température de dissociation du système est de plus entre — 9 et 53°.

G. BOIZARD

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXV; février-mars 1913.

W.-T. DAVID. — Sur le rayonnement thermique des gaz chauds. — P. 256-270.

Compte rendu critique des expériences principales et des théories relatives au rayonnement purement thermique des gaz chauds.

Joseph H.-T. ROBERTS. — La désintégration des métaux aux hautes températures. Noyaux de condensation émis par les fils métalliques chauds. — P. 270-296.

L'auteur montre que la désintégration des métaux du groupe de platine est due à la formation d'oxydes volatils et endothermiques, dont les particules servent de noyaux de condensation pour la vapeur d'eau.

C.-G. BARKLA et G.-H. MARTYN. — L'effet photographique des rayons X et les spectres des rayons X. — P. 296-300.

Si l'on opère avec des rayons X de moins en moins absorbables, on voit que l'effet photographique, pour des valeurs égales de l'ionisation, est sensiblement constant, jusqu'à ce que les radiations deviennent plus pénétrantes que les radiations caractéristiques pour le brome. Alors l'intensité de l'effet croît, pour prendre une nouvelle valeur constante. L'intensité de l'effet croît de nouveau quand les rayons X employés deviennent plus pénétrants que les radiations caractéristiques de l'argent. L'accroissement de l'effet photographique est à peu près proportionnel à l'accroissement de l'absorption dans le brome et l'argent du bromure d'argent de la plaque photographique.

J. CROSBY CHAPMANN. — La production des rayons Röntgen fluorescents. P. 359-370.

L'auteur montre que la théorie de Bragg, d'après laquelle les rayons X fluorescents seraient produits par l'action de rayons β, est insuffisante pour rendre compte des faits.

P. Croze.

CHARLES SHEARD. — Sur l'ionisation produite par les sels chauffés. — P. 370-389.

L'appareil est constitué par deux tubes en verre dur A, B, réunis à leur partie inférieure par un petit tube perpendiculaire. Chacun d'eux est fermé par un bouchon de verre rodé dans lequel sont soudées les électrodes : l'une est une toile de platine s'adaptant exactement au diamètre intérieur du tube, l'autre un fil de platine. Le tout pouvait être placé dans un four électrique. Les mesures se font à l'électromètre à quadrants. Le sel étudié est placé dans l'un des tubes A. On trouve qu'il peut y avoir ionisation dans la chambre B, un potentiel de saturation étant maintenu en A.

Pour éliminer les causes d'erreur pouvant provenir d'une réaction chimique entre les électrodes et le sel ou de la sublimation de celui-ci, M. Sheard a employé un autre appareil où une des électrodes est un tube de platine refroidi par un courant d'air intérieur ; l'autre électrode est constituée par le vase de verre lui-même qui, vers 300°, conduit suffisamment pour qu'on puisse l'utiliser ainsi. Les expériences ont porté sur l'iodure de cadmium et sur l'iode ; c'est à ce composant que semble due l'activité du sel dont la dissociation doit entrer en ligne de compte. Il y a ionisation de la vapeur et, comme on le voit avec l'appareil à électrode refroidie, émission d'ions par ce sel. Il y a notamment une émission initiale négative très abondante, qui décroît constamment, tandis que l'émission positive passe par un maximum si l'iodure de cadmium est fondu ; elle décroît constamment si le sel est solide ($t = 400°$).

L'ionisation dans le tube B pouvant être plus grande que dans A, il est vraisemblable qu'elle est due en grande partie à une réaction chimique qui demande un certain temps pour se produire.

Le sel distillé qui contient moins d'iode a une activité moindre que le sel non distillé.

A. GRUMBACH.

PEALING. — Sur une variation anomale de la rigidité du bronze phosphoreux. P. 418-427.

1. Quand une bande de bronze phosphoreux est très dure, condition réalisée lorsqu'elle sort de l'usine, elle présente une variation ano-

male du coefficient de rigidité. La rigidité pour les petites charges est beaucoup plus faible que pour les lourdes charges.

La variation est beaucoup plus grande dans les bandes minces que dans les rubans épais, le phénomène n'existe pas pour les fils.

II. Cet effet disparaît partiellement, quoique très lentement, sous l'influence de la tension ou sous l'action du recuit.

III. Pour l'auteur, cette variation anomale est le résultat des déformations subies pendant la fabrication.

AUBERT.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XL, n°s 1, 2 et 3; 1913.

C. CHRISTIANSEN. — Développement d'électricité par jaillissement de liquide. (Balloélectricité). — P. 107-137 et p. 233-248).

L'auteur reprend les expériences de Lénard et de J.-J. Thomson sur la production d'électricité par choc de gouttes liquides sur un obstacle (Balloélectricité).

La méthode consiste essentiellement à pulvériser un liquide, soit à l'intérieur d'un tube de platine ou d'un tube isolant relié à l'électromètre, soit à produire cette pulvérisation sur une plaque de platine reliée à l'électromètre.

Le Mémoire se borne à reproduire les résultats d'un très grand nombre de mesures, desquelles il résulte que les liquides étudiés peuvent se classer en différents groupes :

1° Solutions électrolytiques qui donnent un très faible développement d'électricité ;

2° Liquides fortement balloélectriques, qui communiquent au platine une charge positive: tels sont l'eau, les solutions aqueuses d'huile, d'ammoniaque;

3° Liquides fortement balloélectriques, qui communiquent au platine une charge négative : telles sont les solutions de quinine, d'aniline, d'acide trichloracétique.

Des *mélanges* d'électrolytes et de corps fortement balloélectriques ont en général une balloélectricité très supérieure à la solution des balloélectricités des constituants : par exemple, les balloélectricités

des deux solutions normales d'alcool éthylique et de chlorure de potassium étant respectivement 0,9 et 0,1, si on mélange volumes égaux de ces deux solutions, on trouve une balloélectricité égale à 7.

Enfin, en accord avec les expériences de Lénard et de J.-J. Thomson, la *nature du gaz environnant* exerce une très grande influence aussi bien sur le signe que sur la grandeur de l'effet balloélectrique, et on trouve que la balloélectricité croît toujours quand on passe d'un gaz plus lourd à un gaz plus léger.

KARL SCHEEL et WILHELM HEUSE. — Les chaleurs spécifiques de l'hélium et de quelques gaz diatomiques. — P. 473-492.

I. — Suite d'une étude déjà commencée des chaleurs spécifiques des gaz à pression constante. La méthode est celle qui a été décrite dans un premier Mémoire ([1]) et dont le *Journal de Physique* a donné l'analyse ([2]). Cependant, tandis que les premières mesures étaient effectuées dans un appareil *ouvert*, ici la circulation du gaz se produit dans un appareil *complètement clos ;* le gaz qui sort du calorimètre y est renvoyé au moyen d'un dispositif approprié, et par suite la méthode ne met en jeu qu'une faible masse de gaz, permettant ainsi d'opérer soit avec des gaz rares (hélium), soit avec des gaz usuels soigneusement purifiés (hydrogène, azote, oxygène, anhydride carbonique).

Les nombres obtenus ne s'écartent pas de la valeur moyenne des observations, d'une quantité supérieure à 1 0/00 pour la température ordinaire, et d'une quantité supérieure à 5 0/00 pour les basses températures.

II. — Or on sait que :

$$c_p - c_v = AT \frac{\partial p}{\partial T} \cdot \frac{\partial v}{\partial T}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial c_p}{\partial p} = - AT \frac{\partial^2 v}{\partial T^2}. \tag{2}$$

Si on calcule les dérivées partielles $\frac{\partial p}{\partial T}, \frac{\partial v}{\partial T}, \frac{\partial^2 v}{\partial T^2}$ au moyen de l'équation d'état donnée par Daniel Berthelot ([3]), on trouve, d'une

([1]) *Annalen der Physik*, 37, p. 79-95 ; 1912.

([2]) *J. de Phys.*. 5e série, t. II, p. 253 ; 1912.

([3]) $pv = RT + \left(b - \frac{a}{RT^2}\right) p$ ou $b = \frac{v_c}{4}$ et $a = \frac{27}{64} R^2 \frac{T_c^3}{p_c}$.

part :

$$c_p - c_v = \mathrm{AR}\left[1 + \frac{27}{32}\left(\frac{\mathrm{T}_c}{\mathrm{T}}\right)^3 \frac{p}{p_c}\right]^2,$$

et d'autre part, en intégrant l'équation (2) de $p = o$ (où le gaz est assimilé à un gaz parfait) à une valeur finie de p :

$$c_v - c_{v_0} = \mathrm{A}\frac{27}{16}\left(\frac{\mathrm{T}_c}{\mathrm{T}}\right)^3 \frac{p}{p_c}.$$

Comme :

$$c_{p_0} - c_{v_0} \doteq \mathrm{AR},$$

si on connaît c_p, on peut donc déduire c_v, c_{p_0}, c_{v_0},

$$x = \frac{c_p}{c_v}, \qquad x_0 = \frac{c_{p_0}}{c_{v_0}},$$

où toutes les quantités affectées de l'indice zéro se rapportent au gaz supposé parfait.

III. — Les résultats sont les suivants :

A) *Rapport des chaleurs spécifiques.* — On trouve pour l'hélium $x = 1{,}660$ à 18° et 1,673 à — 180°, ce qui est très voisin de la valeur 1,667, à laquelle conduit la théorie cinétique pour les gaz monoatomiques. — Les valeurs obtenues pour les gaz diatomiques sont voisines de 1,40 à la température ordinaire, et s'élèvent quand la température s'abaisse.

B) *Chaleurs spécifiques à volume constant.* — 1° D'après la théorie cinétique, l'énergie interne d'un gaz monoatomique est exclusivement de l'énergie de translation, d'où il résulte que la chaleur spécifique moléculaire à volume constant doit être voisine de 2^c,97 et indépendante de la température. Or l'expérience donne pour l'hélium 3,008 à 18° et 2,949 à 180° ;

2° Pour les gaz diatomiques, à l'énergie de translation s'ajoute une énergie de rotation, de sorte que la chaleur moléculaire à volume constant doit être supérieure à 2^c,97.

Or Eucken a trouvé pour l'hydrogène que cette chaleur diminue de plus en plus rapidement quand la température s'abaisse, pour se rapprocher de la valeur 3 calories qui caractérise les gaz monoatomiques. Les auteurs confirment ce résultat (4,875 à 16°, 3,338 à — 180°).

Même allure de la courbe représentant la variation de c_v pour l'azote et le gaz carbonique ; mais, pour l'oxygène, les auteurs n'ont

tiré aucune conclusion, la température de — 180° à laquelle ils opéraient étant trop voisine du point de liquifaction.

J. Guyot.

Royal-A. PORTER. — Caractéristiques dynamiques des tubes-soupapes de Wehnelt. — P. 561-601.

L'auteur rappelle d'abord les propriétés des cathodes à oxyde incandescent ; l'abaissement de la chute de potentiel cathodique, dans les tubes qui en sont munis, doit être attribué à l'émission d'électrons par l'oxyde. En première approximation, la caractéristique statique (f. é. m. appliquée en abscisse, intensité en ordonnée) se compose d'abord d'une courbe de saturation suivie de la portion de courbe correspondant à l'effluve qui se produit déjà entre 20 et 50 volts (ionisation par chocs). On atteint ensuite la « densité de courant limite » ; à ce moment, les électrons sont entraînés assez rapidement hors de l'espace obscur cathodique pour que celui-ci soit appauvri ; la densité limite croît notablement avec la température, de sorte que, dans ces conditions, on peut faire passer des courants très intenses sous une tension relativement basse. Comme les électrodes à oxyde incandescent se comportent comme des anodes ordinaires, on s'explique comment un tube de Wehnelt constitue une soupape en courant alternatif [1].

L'auteur a étudié d'abord à l'oscillographe un tube de Gundelach, ballon muni de deux anodes de fer, la cathode de platine recouverte d'oxyde qu'on chauffe à 1.100° étant au centre. Dans les expériences définitives, il a employé un tube du même genre, mais où on pouvait faire varier la pression, condenser la vapeur de mercure dans un récipient refroidi et renouveler facilement l'oxyde de calcium de la cathode. On détermine les caractéristiques statiques et dynamiques en faisant varier isolément la tension, la résistance extérieure, la température de la cathode, la fréquence du courant, la pression et la nature du gaz.

On constate une hystérésis notable en courant alternatif ; c'est-à-dire que le courant s'établit à partir d'une certaine tension, suit une courbe correspondant à la région d'effluve de la caractéristique sta-

---

[1] V. Predeshagen, *Phys. Z*, XIII, p. 539 ; — *J. de Phys.*, 5° série, t. II, p. 686 ; 1912.

tique et revient en arrière, les tensions correspondent à une intensité donnée étant plus basses qu'à la montée. La capacité calorifique de la cathode complique d'ailleurs le phénomène. Pour un tube donné, la tension d'allumage ne dépend que de la pression et de la nature du gaz et aussi de la fréquence dont elle est une fonction croissante.

Pour expliquer ces faits, M. Porter fait remarquer que les électrons émis par la cathode incandescente doivent tendre, sous l'action du champ, à s'accumuler vers l'anode, jusqu'à ce que la chute de potentiel soit suffisante pour qu'il y ait ionisation par chocs; celle-ci dépendant du libre parcours moyen et de la densité du gaz dont l'influence est prédominante aux basses pressions employées, on voit ainsi pourquoi la tension d'allumage diminue quand la pression augmente. L'expérience vérifie que la distribution corpusculaire a un certain retard sur l'établissement de la tension.

A. GRUMBACH.

GÜNTHER SCHULTZE. — Recherches sur la diffusion de l'argent dans le verre. P. 335-367.

Heydweiller et Kopfermann [1] ont indiqué que l'argent provenant du nitrate fondu pénètre facilement dans le verre, non seulement par électrolyse, mais encore par simple diffusion : l'auteur s'est proposé d'étudier les lois de ce phénomène.

Il a constaté que, au-dessus de 250°, l'argent diffuse notablement de l'azotate d'argent fondu dans le verre de Thuringe ordinaire. Ce phénomène ne met en jeu que les ions ; l'argent diffuse dans le verre sous la forme d'ions, et pour chaque ion argent qui s'y introduit, il sort un ion sodium ; sous l'effet de ce remplacement, la conductibilité du verre devient 1,5 fois plus forte.

Lorsqu'on mesure la quantité d'argent diffusée, on trouve des nombres qui sont d'accord avec une théorie proposée par Warburg, et d'après laquelle cette quantité est proportionnelle à la racine carrée de la durée de la diffusion, ou encore à la racine carrée du produit de la conductibilité par la température absolue (la conductibilité variant avec la température).

La concentration en argent à l'intérieur du verre décroît en raison inverse de la profondeur atteinte par le métal.

---

(1) *Ann. der Phys.*, XXXII, p. 729.

L'auteur a enfin étudié la diffusion de l'argent dans le verre, celui-ci étant plongé dans un mélange fondu d'azotates de sodium et d'argent. On obtient dans ce cas, à l'aide d'hypothèses simples, des formules donnant la concentration en argent à la surface du verre, ainsi que la profondeur de pénétration de l'argent considérée comme fonction de la dilution du système fondu en azotate d'argent. L'expérience a confirmé l'exactitude de ces formules.

E. WARBURG. — Sur la diffusion des métaux dans le verre. — P. 327-334.

L'auteur propose et développe sa théorie de la diffusion qu'il montre être d'accord dans ses grandes lignes avec les résultats expérimentaux publiés par Schultze dans le même numéro du journal.

CH. LEENHARDT.

P. LENARD. — Transport de l'électricité, par les électrons libres et les porteurs d'électricité. — P. 395-437.

La grande mobilité des centres négatifs soit dans les flammes, soit dans les gaz, conduit à y admettre, comme dans les métaux, l'existence permanente ou momentanée d'électrons libres. Ces électrons libres sont-ils soumis à la même agitation que les molécules et les atomes, c'est-à-dire se réfléchissent-ils comme les molécules gazeuses sur les atomes matériels ? Les travaux sur les rayons cathodiques rendent cette hypothèse fort improbable. Il semble préférable de supposer que les électrons sont tantôt absorbés par les particules matérielles, tantôt abandonnés par ces particules.

L'auteur cherche, dans ce travail, à développer quantitativement cette hypothèse. Dans les deux mémoires qui suivront, il comparera ses résultats avec les faits expérimentaux.

Dans le mémoire actuel, P. Lénard étudie l'action réciproque des électrons lents (ou des centres chargés) sur les molécules ou les atomes, dans différents cas; il écrit les valeurs des vitesses de ces électrons. Une partie importante de ce premier mémoire n'est que le résumé d'un travail antérieur (1).

Voici les différents cas qu'il étudie :

1° *Électrons absorbés d'une façon permanente*. La masse du centre

(1) *Ann. d. Phys.* 3, 312 ; 1900.

porteur de l'électron a peu d'influence sur la vitesse; son rayon, au contraire, a une grande importance.

2° *Électrons libres d'une façon permanente et qui se meuvent comme des molécules gazeuses.* La vitesse calculée pour les électrons de la flamme d'un Bunsen est dix fois trop grande. Cette hypothèse est donc inadmissible. On peut alors admettre avec M. Langevin qu'il y a des actions à distance, ce qui revient à augmenter le rayon des molécules. Des expériences de Lénard montrent que cette hypothèse est également inacceptable.

3° *Électrons libres d'une façon permanente, se mouvant à la façon des molécules gazeuses, mais avec une vitesse différente.* Cette hypothèse est également en contradiction avec l'expérience.

4° *Électron libre, absorbé et entraîné par le centre qui l'a absorbé.* Tableau des vitesses avant l'absorption au moment de l'absorption, avant et après les chocs successifs que subit le centre chargé.

5° *Électron alternativement libre et absorbé, mais ne subissant pas de réflexion à l'état libre.* Tableau des vitesses successives, vitesse à l'état stationnaire, c'est-à-dire après un nombre infini d'absorptions et de libérations de l'électron. On peut expliquer sans contradiction les phénomènes observés dans les flammes avec cette hypothèse, en supposant que, au premier ou au second choc subi par le centre, l'électron s'échappe avec une vitesse un peu inférieure à la vitesse moléculaire.

6° *Électron alternativement libre et absorbé, mais pouvant se réfléchir à l'état libre.* Il ne paraît pas certain que les électrons libres subissent de véritables réflexions. L'auteur discute longuement les travaux sur ce sujet et calcule les changements de vitesse des électrons pouvant se produire par leurs chocs contre les molécules ou les atomes. On doit pour le moment admettre que les réflexions successives diminuent les vitesses de 30 0/0, mais cette diminution ne se produit plus quand la vitesse est devenue égale à celle des molécules.

A. KRÖNER. — Tension de vapeur des métaux alcalins. — P. 438-452.

Après plusieurs essais infructueux, l'auteur a employé une méthode statique de mesure de ces tensions de vapeur. Il mesure la pression par l'intermédiaire d'un gaz inerte (azote). On mesure, à température constante, la pression de l'azote avant et après l'introduction

du métal. Au lieu de l'augmentation de pression, l'auteur préfère mesurer l'augmentation de volume du gaz à pression constante. Il indique les résultats par des courbes et des tableaux, vérifie la règle de Ramsay et Young (pour des corps analogues, le rapport des températures absolues correspondant à des pressions égales est constant) et termine par une critique des expériences de L. Hackspill, qui ne concordent pas avec les siennes.

P. Job.

A. EINSTEIN et O. STERN. — Quelques arguments en faveur de l'hypothèse d'une agitation moléculaire au zéro absolu. — P. 551-560.

I. On connaît les deux formules de Planck, qui donnent l'énergie E d'un résonateur de fréquence ν, à la température absolue T :

$$(1) \qquad E = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

et

$$(2) \qquad E = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} + \frac{h\nu}{2}.$$

h est la constante de Planck $6{,}7 \times 10^{-27}$; k est une autre constante qui dépend de la constante des gaz parfaits R et du nombre d'Avogadro N suivant la relation :

$$k = \frac{R}{N} = \frac{8{,}3 \times 10^7}{6{,}8 \times 10^{23}} = 1{,}22 \times 10^{-16}.$$

La formule (1) se tire de la théorie primitive des quanta de Planck ; la formule (2) découle d'une nouvelle hypothèse, celle des quanta d'émission.

II. Ces deux formules concordent aussi bien l'une que l'autre avec les mesures de rayonnement du corps noir (puisque toutes les méthodes de mesure sont différentielles) ; elles donnent évidemment le même résultat dans le calcul de la chaleur spécifique $\frac{dE}{dT}$ d'un corps solide.

III. Au contraire, la première donne :

$$E = 0 \quad \text{pour} \quad T = 0, \tag{1a}$$

alors que la seconde fournit :

$$E = \frac{h\nu}{2} \quad \text{pour} \quad T = 0; \tag{2a}$$

dans ce dernier cas, l'énergie d'un résonateur au zéro absolu serait égale à un demi-quantum.

En cherchant à interpréter les résultats obtenus récemment par Eucken ([1]) sur la variation de la chaleur spécifique de l'hydrogène à très basse température, Einstein et Stern montrent que la formule (1) est en contradiction très nette avec les faits, alors que la formule (2) est vérifiée d'une façon fort satisfaisante.

IV. Lorsque la température croît indéfiniment, les formules de Planck donnent respectivement :

$$E = kT - \frac{h\nu}{2} \quad \text{pour} \quad T = \infty \tag{1b}$$

et

$$E = kT \quad \text{pour} \quad T = \infty. \tag{2b}$$

M. Pierre Weiss a fait remarquer aux auteurs que les mesures de Pierre Curie sur le paramagnétisme de l'oxygène gazeux conduisent, à température élevée, à attribuer à l'énergie de rotation de ce corps simple la valeur (2b) — laquelle est d'ailleurs identique à celle qui est obtenue à partir de la théorie classique, — et non la valeur (1b), à laquelle on devrait s'attendre si l'on ne supposait aucune énergie au zéro absolu.

V. Einstein et Hopf ont montré dans un précédent mémoire ([2]) qu'en énonçant l'équilibre thermique au sein d'un gaz (c'est-à-dire en écrivant qu'il y a égalité entre l'énergie cinétique moyenne qu'une molécule de gaz reçoit de la part du rayonnement et celle qu'elle devrait acquérir par suite du choc des molécules), on retombe sur la loi de Rayleigh-Jeans, qui donne la densité u_ν du rayonnement du corps noir pour une fréquence comprise entre ν et $\nu + d\nu$:

$$u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{V^3} kT \tag{3}$$

([1]) EUCKEN, *Sitzungsber. d. preusz. Akad.*, p. 141; 1912.
([2]) *Ann. d. Phys.*, XXXIII, p. 1105-1115; 1910.

(V est la vitesse de la lumière), et cette loi est expérimentalement absurde, puisqu'elle correspond à un rayonnement noir de densité totale u infinie, quelle que soit la température :

$$u = \int_0^{\infty} u_\nu d\nu = \infty.$$

Einstein et Stern reprennent ici ce calcul, en supposant l'existence d'une énergie au zéro absolu. Fait curieux : ils parviennent non plus à la loi de Rayleigh-Jeans (3), mais à la formule de la théorie des quanta :

$$(4) \qquad u_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{V^3} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = \frac{8\pi\nu^2}{V^3}\left(E - \frac{h\nu}{2}\right),$$

qui est, comme on le sait, en très bon accord avec l'expérience. et qui se confond d'ailleurs avec la loi de Rayleigh-Jeans pour des fréquences ν très petites. L'hypothèse d'une énergie au zéro absolu ouvre donc ainsi une voie permettant d'obtenir la formule de rayonnement de Planck (4), sans être obligé de recourir à aucune espèce de discontinuité de l'énergie. Toutefois, les auteurs croient douteux que les autres difficultés puissent être vaincues sans faire appel à l'hypothèse des quanta.

MARCEL BOLL.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIV; 1913.

S.-J. BARNETT. — Expérience sur l'induction électromagnétique et le mouvement relatif. — T. XIII. — P. 803-805 (1912).

L'auteur a employé un condensateur cylindrique dont l'axe coïncide avec celui de la bobine magnétisante sans fer ou avec la direction du champ magnétique dû à un électro-aimant entre les armatures duquel le condensateur est placé. On fait tourner soit le condensateur, soit l'appareil magnétisant entier, tandis que, dans les expé-

riences de M. Kennard[1], le noyau de fer tourne seul, la bobine demeurant immobile ; M. Barnett fait remarquer qu'un semblable dispositif ne peut éclaircir la question du mouvement relatif.

Il aboutit lui-même à un résultat négatif : la force électromotrice obtenue par rotation du système magnétisant est négligeable vis-à-vis de celle obtenue par rotation du condensateur.

L'auteur insiste sur ce point que, dans les expériences en « circuit ouvert », on néglige les forces électromotrices développées dans le diélectrique, de sorte que le condensateur ne peut recueillir aucune charge, même si l'aimant est en mouvement, car la force électromotrice totale autour du circuit fermé par le diélectrique est toujours nulle. Il ne faut donc pas chercher ici des interprétations théoriques trop étendues.

E.-H. KENNARD. — Induction unipolaire et rotation d'un condensateur dans un champ magnétique. — T. XIII, p. 1155-1157 (1912).

Réponse à M. Barnett portant sur un cas théorique simple.

J.-S. BARNETT. — Mesure des hauts voltages avec un instrument pour bas voltages. — P. 1157.

Reconnaissance de la priorité de M. Chauveau[2].

S. OPPENHEIM. — Sur l'analyse des courbes d'amortissement. — P. 230-232.

A propos de la récente communication de MM. Aigner et Flamm[3], l'auteur indique une méthode qu'il a employée antérieurement[4] et qu'il expose ici avec une modification due à M. Bruns.

Si on pose :

$$y_0 = u_1 + u_2 + u_3,$$
$$y_1 = u_1 e^{\alpha_1 h} + u_2 e^{\alpha_2 h} + u_3 e^{\alpha_3 h},$$
$$y_2 = u_1 e^{2\alpha_1 h} + u_2 e^{2\alpha_2 h} + u_3 e^{2\alpha_3 h},$$
$$y_3 = u_1 e^{3\alpha_1 h} + u_2 e^{3\alpha_2 h} + u_3 e^{3\alpha_3 h}$$

(1) Voir *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 772 : 1912.

(2) *Congrès météorologique de Chicago*, 1893 : — *Comptes rendus*, t. CXXXVII, p. 1069 ; 1893.

(3) Voir ce volume, p. 78.

(4) S. OPPENHEIM, *Sur la détermination de la période d'un phénomène périodique, application à la théorie du magnétisme terrestre* (*Sitz. Ber. d. Wien. Akad.*, CXVIII, 1909).

et

$$e^{\alpha_1 h} - 1 = x_1, \qquad e^{\alpha_2 h} - 1 = x_2, \qquad e^{\alpha_3 h} - 1 = x_3,$$

en prenant les différences premières, secondes et troisièmes et en éliminant u_1, u_2, u_3, on a trois équations linéaires par rapport à trois constantes γ, λ, μ, qui sont les coefficients d'une équation du troisième degré en x dont x_1, x_2, x_3 sont les racines :

$$1 = \gamma x + \lambda x^2 + \mu x^3.$$

On n'a plus qu'à calculer les racines avec l'approximation nécessaire. Application numérique.

J. KOENIGSBERGER et G. GOTTSTEIN. — Sur l'effet Hall. — P. 232-237.

Pour expliquer les signes différents de l'effet Hall dans les corps solides par la conception de particules positives non animées d'un mouvement de translation, on doit introduire la moyenne des champs magnétiques ou des directions des électrons (J.-J. Thomson).

Après un exposé général de l'état de la question (les travaux cités ont été analysés dans les volumes précédents du *Journal de Physique*), les auteurs font remarquer que, tandis que la résistivité et le coefficient de Hall varient de 10^7, le rapport de ces deux quantités ne varie que du simple au centuple, quand on considère les métaux et les alliages étudiés. La faible conductibilité de ces derniers s'expliquerait par leur faible teneur en électrons. Les expériences de M. J. Becquerel montrent l'influence distincte des diamagnétons et du champ extérieur sur leur trajectoire.

La règle de Beattie qui établit une correspondance entre l'effet Hall et la force thermoélectrique est presque toujours vérifiée (exception : l'iodure de cuivre).

Les auteurs concluent en faveur de la théorie électronique de l'effet Hall, à condition d'y introduire des hypothèses supplémentaires sur la structure cristalline et atomique.

E.-H. KENNARD. — Les diélectriques et l'induction unipolaire. — P. 250-251.

L'auteur montre que la constante diélectrique n'intervient pas dans la question.

S.-J. BARNETT. — Induction unipolaire et mouvement relatif. — P. 251-252.

L'auteur oppose à M. Kennard la théorie de Poincaré et Max Abraham (1) d'après laquelle le déplacement dans le diélectrique est indépendant du mouvement des lignes de forces. Il rappelle que M. Blondlot (2) n'a trouvé aucune charge sur un condensateur à air placé dans un champ magnétique parallèle au champ électrique, que l'air fût au repos ou en mouvement; dans l'expérience de l'auteur, l'état de l'air n'intervient donc pas. Les résultats de M. Blondlot s'accordent d'ailleurs avec ceux de Faraday.

M. Barnett conclut en faisant remarquer que ses expériences s'expliquent par la théorie de Lorentz, mais qu'on ne peut rien en conclure en faveur de celle d'Einstein.

A. GRUMBACH.

K. FAJANS. — Sur une relation entre l'espèce des transformations radioactives et le caractère électrochimique des éléments considérés. — P. 131-136.

Comme l'ont montré simultanément M. von Hevesy et l'auteur (3), il n'y a pas de gradation régulière au point de vue électrochimique dans une famille radioactive quand on part de la substance mère pour aboutir aux derniers produits de dégradation. M. Fajans applique ici aux divers éléments radioactifs l'énoncé qu'il a donné antérieurement (4) : Dans une transformation avec émission de rayons β, le produit obtenu est plus électronégatif que la substance mère ; le contraire a lieu dans une transformation liée à une émission de particules α.

Il laisse de côté les transformations accompagnées d'émission simultanée de particules α et β en les considérant comme complexes; quant à celles dépourvues de toute émission, il admet l'existence d'un rayonnement β très mou.

Dans les autres cas, où la nature du rayonnement est bien déterminée, le principe s'applique d'une manière satisfaisante.

(1) H. POINCARÉ, *Ecl. El.*, XXIII, p. 41; 1900; — M. ABRAHAM, *Theor. der Elektr.*, I, p. 418; 1907.

(2) BLONDLOT, *J. de Phys.*, 4e série, t. I, p. 5; 1902.

(3) K. FAJANS, *le Radium*, IX, p. 239; 1912; — G. v. HEVESY, *Phys. Z.*, XIII, p. 672; 1912; — *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p.p. 494, 870, 964; 1912.

(4) K. FAJANS, *Appendice à sa thèse*, Karlsruhe, 1912; — *Congrès des médecins et naturalistes*, XII, p. 235, Heidelberg.

K. FAJANS. — Sur la place des éléments radioactifs dans le système périodique. P. 136-142.

Ce travail se rattache au précédent par le même énoncé modifié : dans une transformation accompagnée d'émission de particules α, on avance de droite à gauche dans une ligne horizontale du système périodique. L'enjambement d'une case indiqué déjà par Soddy est un fait général.

L'émission de rayons β correspond à un déplacement d'une case à la case de droite voisine dans la même ligne. Ces deux remarques permettent d'attribuer aux corps contenus dans les deux dernières lignes de la classification, des propriétés qui concordent avec celles des produits de transformations radioactifs.

RICHARD SWINNE. — Sur quelques relations entre les éléments émettant un rayonnement α. — P. 142-145.

L'auteur compare à la vitesse initiale v_α des particules α mesurée directement, les nombres calculés au moyen de sa formule (1), de celle de Geiger et de Nuttall (2) et de H.-A. Wilson (3) :

$$\log \lambda = A + B \log v_\alpha \text{ (Geiger et Nuttall)},$$
$$\log \lambda = a + b \log v_\alpha^n \text{ (Swinne)},$$
$$\log \lambda - \log v = k_1 + k_2 v^{-2} \text{ (Wilson)},$$

où λ est la constante de temps ; A, a et k_1 sont constants pour une même famille radioactive, B, b et k_2 sont des constantes générales. Les résultats sont satisfaisants, surtout avec les deux premières formules.

En second lieu, M. Swinne fait remarquer que la différence des vitesses initiales des rayons α de deux corps correspondants appartenant à deux familles différentes est sensiblement constante. On en déduit facilement qu'il en est de même du rapport des constantes de temps.

(1) R. SWINNE, *Chem. Z.*, XXXV, p. 1376; 1911 ; — *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 245 ; 1912.
(2) GEIGER et NUTTALL, *Phil. Mag.*, XXII, p. 617, 1911 ; XXIV, p. 653, 1912 ; — *J. de Phys.*, 5e série, t. I, p. 935 ; 1911 et 5e série, t. II, p.p. 399, 934 ; 1912.
(3) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, XXIII, p. 981, 1912 ; — *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 665 ; 1912.

K. GOES. — Sur quelques expériences de cours faites avec la pompe moléculair de Gaede (1). — P. 170-173.

Pour montrer que le frottement intérieur des gaz est indépendant de la pression, on emploie deux manomètres à mercure, le premier placé entre les espaces de vide préliminaire et de vide poussé, le second entre la première pompe et l'atmosphère. Le premier manomètre indique une différence de pression constante tant qu'on n'arrive pas aux pressions très basses où le frottement extérieur intervient.

On se sert d'un tube de Röntgen muni d'un petit récipient pouvant communiquer avec lui et avec l'atmosphère au moyen de deux robinets, pour montrer la rapidité avec laquelle le vide se fait. En mettant un peu d'eau dans le réservoir auxiliaire, on montre que la pompe aspire les vapeurs comme les gaz.

Indications pratiques et description de quelques perfectionnements apportés aux joints huilés de l'axe. Un bruit périodique indique un frottement de l'ancre sur le bâti ; un bruit continu a pour origine la présence d'un corps étranger.

A. Grumbach.

J. STARK. — Raies d'arc et d'étincelle dans les rayons-canaux. — P. 102-109.

D'après Stark, les raies d'étincelles sont caractérisées par leur grande intensité dans la couche lumineuse négative de l'arc ordinaire, et leur intensité pratiquement nulle dans la colonne positive ; quant aux raies d'arc, leur intensité est sensiblement la même quand on passe de la colonne positive à la couche négative. Pour les rayons-canaux, l'expérience montre qu'ils donnent simultanément les raies d'arc et les raies d'étincelles, comme les rayons cathodiques rapides, avec cette différence toutefois que les raies d'arc sont relativement plus intenses que les raies d'étincelle.

Stark et ses collaborateurs ont étudié les raies d'arc et d'étincelle dans les rayons-canaux, pour O, N, He, S, Cl, Al, I ; par conséquent, pour des éléments très différents.

Il résulte de ces recherches que, dans le spectre des rayons-

(1) Congrès de Münster, 1912.

canaux, la vitesse maxima de la raie mobile est plus grande pour les raies d'étincelles que pour les raies d'arc, de sorte que la distance du maximum de l'intensité mobile à la raie fixe est plus grande pour les raies d'étincelle que pour les raies d'arc.

D'autre part, si les rayons-canaux d'un élément pénètrent dans un espace gazeux contenant des atomes de ce même élément, le maximum de l'intensité mobile $\left(\text{pour une dispersion} > \frac{1}{15}\ \text{mm/Å}\right)$ paraît séparé de la raie fixe par un minimum. Ce minimum n'existe pas pour les raies d'arc. En outre le rapport de l'intensité mobile à l'intensité fixe est beaucoup plus grand pour les raies d'étincelle que pour les raies d'arc.

Par suite des différences chimiques considérables entre les éléments étudiés, il est à prévoir que les résultats précédents s'étendent à beaucoup d'autres corps simples. Les recherches de Wilsar (¹), pour lesquelles Stark relève plusieurs inexactitudes, ne conduisent pas ordinairement aux mêmes conclusions.

L'hypothèse que les porteurs des raies de série sont des atomes-ions positifs, qui peuvent avoir plusieurs charges élémentaires, rend compte des résultats précédents.

Hans SCHMIDT. — Sur la phosphorescence et l'action ionisante de gaz inactifs saturés de vapeur de phosphore. — P. 120-123.

L'auteur, au cours d'études sur la toxicologie du phosphore, a été conduit à faire quelques recherches sur l'oxydation et l'ionisation dans différents gaz. Il a étudié l'air, O, et des gaz inactifs, en présence ou non d'oxygène (H, N^2O, CO^2, gaz d'éclairage), saturés de vapeur de phosphore par barbotage dans une émulsion de P fondu et d'eau ou dans une solution de P et d'huile d'amandes.

Le gaz d'éclairage, qui empêche l'oxydation de P, supprime aussi l'ionisation; pour les autres, on observe l'oxydation et une ionisation notable. L'hypothèse que l'ionisation est liée à l'oxydation de P^4O^6 interpréterait ces résultats; mais ceux-ci ne s'accordent pas avec les observations de Schenck ; la question est donc encore à élucider.

(¹) H. Wilsar, Diss. Würzburg, 1912. Voir ce volume, p. 251.

G. WULFF. — Sur les «röntgenogrammes» des cristaux. — P. 217-220.

Deux théories (Laue et Stark) ont été proposées pour l'explication des photogrammes obtenus par Laue, Friedrich et Knipping en faisant passer des rayons Röntgen au travers d'un cristal.

La théorie de Stark (1) s'accorde mal avec les faits.

G. Wulff développe analytiquement la théorie de Laue, qui rattache les röntgenogrammes à des phénomènes de diffraction au travers du réseau cristallin. Il arrive à des résultats en accord avec l'expérience; en particulier, le phénomène doit dépendre essentiellement de la position du cristal relativement au faisceau incident; ce qui explique la différence frappante des photogrammes obtenus par Laue, Friedrich et Knipping avec une même lame cristalline dont l'inclinaison variait seulement de 3°.

L. MANDELSTAM et H. ROHMANN. — Réflexion des rayons Röntgen. — P. 220-222.

Dans la réflexion des rayons Röntgen sur le mica (Bragg), Mandelstam et Rohmann ont constaté que les taches obtenues sur la plaque photographique étaient plus fortes si la lame de mica était détériorée (éclats des bords, figures de choc); d'ailleurs, la région de réflexion intense s'étend au delà de la partie détériorée visible. Mêmes remarques pour le gypse.

Mandelstam et Rohmann sont alors conduits à admettre que, pour toute la lame, la réflexion des rayons Röntgen se produit sur les plans de fissures parallèles à la surface, invisibles optiquement (de telles fissures ont été signalées par Siedentopf pour le sel gemme). D'après les mêmes auteurs, on pourrait expliquer de cette manière, au moins partiellement, les phénomènes découverts par Laue, Friedrich et Knipping et attribués à la diffraction.

Cette explication de Mandelstam et de Rohmann rappelle beaucoup celle de Bragg, avec cette différence toutefois que Bragg fait intervenir les plans de clivage au lieu des plans de séparation réelle.

---

(1) J. Stark, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 1051 ; 1912.

A. WILSAR. — A propos de l'effet Doppler des raies de série de l'oxygène. P. 308-310.

Réponse à des critiques faites par Stark dans l'article « Raies d'arc et d'étincelles dans les rayons-canaux » (1).

M. BARRÉE.

L. GILCHRIST. — Mesure absolue du frottement intérieur de l'air. — P. 160-165.

Sur les conseils de M. Millikan, qui attachait une grande importance à une mesure plus exacte du coefficient de frottement de l'air, l'auteur a fait cette détermination par une méthode statique. A cet effet deux cylindres verticaux sont placés de manière à avoir exactement le même axe, le cylindre extérieur est animé d'un mouvement de rotation (de 1 à 2 tours par minute), le cylindre intérieur, porté par une suspension bifilaire, est dévié de sa position d'équilibre ; l'angle d'écart permet de mesurer le coefficient de frottement de l'air.

(Intervalle entre les deux cylindres : $0^{cm},72157$.)

La valeur trouvée est :

$$\eta = 1.812,2 \times 10^{-7},$$

avec une erreur relative inférieure à 0,2 0/0.

L'auteur a étudié l'influence de la vapeur d'eau sur la valeur du coefficient de frottement ; jusqu'à 60 0/0 de la saturation, η reste constant ; quand l'air est saturé, il se produit une augmentation de η qui ne dépasse pas 0,3 0/0.

J.-SAM GUY, E.-J. SCHAEFFER et HARRY-C. JONES. — Étude au moyen du radiomicromètre des variations dans l'absorption de la lumière par l'eau dues à la présence de sels fortement hydratés. Nouvel argument en faveur de la théorie des solvats. — P. 278-288.

Les auteurs étudient quantitativement avec un radiomicromètre l'absorption de solutions aqueuses concentrées (3, 4, 5 fois normales) pour des longueurs d'onde variant entre $0^{\mu},7$ et $1^{\mu},445$; ils la comparent à l'absorption de l'épaisseur d'eau contenue dans la

(1) *Phys. Zeits.* XIV., 1913 ; p. 102-109 ; — *J. de Phys.*, ce vol., p. 360.

couche de solution observée (on la calcule à partir de la densité des solutions).

Leurs mesures ont porté sur des sels qui n'ont pas d'absorption sensible dans les régions du spectre utilisées. Les erreurs d'expérience ne dépassent pas 2 0/0.

1° Si le sel n'a pas de tendance à former des hydrates (KCl, NH^4Cl, NH^4NO^3), la transparence de la solution est, aux erreurs d'expérience près, la même que celle de l'eau pure contenue dans la solution ;

2° Si le sel donne facilement des hydrates ($CaCl^2$, $MgCl^2$, $(SO^4)^3$, Al^2), *la solution peut être sensiblemeut plus transparente que l'eau qu'elle contient*. La diminution de l'absorption peut atteindre 25 0/0.

Les courbes obtenues en portant la transparence en fonction de la longueur d'onde pour l'eau et la solution sont très semblables pour les deux chlorures ; le sulfate présente quelques particularités.

L'addition de sel à la solution déplace les bandes d'absorption vers les grandes longueurs d'onde, comme le ferait une élévation de température.

On sait que, de même, une augmentation de concentration ou de température déplace vers le rouge les bandes d'absorption de la solution. On doit donc donner à ces deux phénomènes des explications analogues.

M. Guy a émis l'hypothèse que l'addition de sel diminue le degré d'association de l'eau. Mais cette explication rendrait difficilement compte de la différence d'action du chlorure de potassium et du chlorure de calcium.

Il paraît préférable de supposer, qu'en solution les sels s'associent à l'eau et que l'eau ainsi combinée est plus transparente que l'eau à l'état libre, et c'est une confirmation de la théorie des solvats [1].

P. Job.

Alfred LECHNER. — Experimente zur Phygoidentheorie. — P. 210-212.

Expériences sur de petits modèles de planeurs, exécutées dans l'eau, et qui constituent des vérifications de la théorie des planeurs dans un fluide. Ch. Maurain.

---

(1) Jones, *Amer. Chim. Journ.*, 23, 89 ; 1900.

PRODUCTION DES GRANDES VITESSES ANGULAIRES [1];

Par M. Maurice LEBLANC.

Seconde phase. — Ce qui caractérise cette seconde phase de la rotation, c'est que la décomposition de la vitesse Ω en une vitesse de rotation moindre $(\Omega - \alpha)$ et en une vitesse de précession α détermine la production d'un couple tendant à redresser l'arbre flexible et à ramener son axe neutre en coïncidence avec l'axe OO′.

Supposons d'abord le rotor parfaitement équilibré, par rapport à son axe de figure uv, qui sera alors son axe naturel de rotation et se confondra avec l'axe xy de la figure 7. Désignons par I le moment d'inertie du rotor, par rapport à cet axe et par θ l'angle de ce dernier avec l'axe OO′ (*fig.* 7).

L'axe xy rencontrera l'axe OO′ en un point x. Désignons par l la distance au point x du centre de figure γ. La flèche de ce dernier, par rapport à l'axe OO′, sera égale à :

$$\rho = l \sin\theta.$$

La longueur l ne différera jamais que très peu de la distance du point γ au point O, où l'axe neutre de l'arbre flexible se reliera à celui de l'arbre rigide E, comptée le long de l'axe neutre de l'arbre flexible. Elle lui serait toujours égale, si toute la flexibilité de cet arbre était concentrée dans le voisinage immédiat du point O. Nous pourrons donc considérer la longueur l comme constante.

Le couple gyroscopique, qui tendra à diminuer l'angle θ, sera égal à :

$$I(\Omega - \alpha)\,\alpha \sin\theta = I(\Omega - \alpha)\,\alpha\,\frac{\rho}{l}.$$

Le couple exercé par la force centrifuge, sur l'axe uv, sera égal à $M\alpha^2 l\rho$. Le couple développé par la réaction élastique de l'arbre et des ressorts de suspension sera égal à $al\rho$.

La condition d'équilibre dynamique sera donc :

$$M\alpha^2 l\rho - I(\Omega - \alpha)\,\alpha\,\frac{\rho}{l} = al\rho,$$

[1] Voir ce volume, p. 282.

ou :

$$(I + Ml^2)\,\alpha^2 - I\Omega\alpha - al\rho = o.$$

Les travaux $(\Omega - \alpha)\,\varphi(\rho)$ et $\alpha\varphi(\rho)$ absorbés par l'hystérésis et la viscosité seront nécessairement positifs. La vitesse de précession devra donc toujours être de même signe que la vitesse Ω et plus petite qu'elle.

La seule solution à considérer de l'équation précédente est donc, en posant toujours $\omega = \sqrt{\frac{a}{M}}$:

$$\alpha = \Omega \frac{1 + \sqrt{1 + 4\frac{\omega^2}{\Omega^2}\left(1 + \frac{Ml^2}{I}\right)\frac{Ml^2}{I}}}{2\left(1 + \frac{Ml^2}{I}\right)}.$$

On vérifie facilement que, pour $\Omega = \omega$, on a $\alpha = \omega$. Lorsque la vitesse Ω devient supérieure à ω, la vitesse α devient plus petite que la vitesse Ω.

La décomposition de la vitesse Ω en une vitesse de rotation moindre et une vitesse de précession ne peut donc se faire que lorsque la vitesse Ω est devenue supérieure à la vitesse critique ω, dans le cas actuel. Cela tient à ce que nous avons supposé le rotor parfaitement équilibré, ce qui a rendu la condition d'équilibre précédente indépendante de la flèche ρ.

Connaissant la vitesse α, nous déterminerons la flèche ρ correspondante, au moyen de la condition :

$$q\alpha^2\rho^3 = \varphi(\rho).$$

Le rotor étant parfaitement équilibré, la flèche ρ demeurerait nulle, tant que la vitesse Ω serait inférieure à la vitesse critique ω. Dès que celle-ci aurait été dépassée, elle se trouverait déterminée, comme nous venons de le voir.

La stabilité du régime est assurée, parce que le couple dû à la viscosité croît plus vite, avec la flèche ρ_1, que celui dû à l'hystérésis.

Supposons que, l'équilibre étant obtenu, la flèche ρ subisse un accroissement accidentel $d\rho$. Le couple $q\alpha^2\rho^3$ l'emportant sur le couple $\varphi(\rho)$, la vitesse α diminue nécessairement. Il en résulte que la différence :

$$(I + Ml^2)\,\alpha^2 - I\Omega\alpha,$$

qui est essentiellement positive dans le cas actuel, comme il est facile de s'en assurer, diminue, tandis que le produit al^2 ne varie pas.

Le couple résultant, qui tend à augmenter la flèche ρ et qui est proportionnel à la différence $(I + Ml^2)\,\alpha^2 - I\Omega\alpha$, devient donc plus petit que le couple proportionnel au produit al^2, qui tend à diminuer cette flèche.

Donc la flèche ρ se trouve ramenée à sa valeur primitive.

Lorsque la vitesse Ω grandit de plus en plus, la vitesse α a pour limite $\frac{\Omega I}{I + Ml^2}$ La flèche ρ, qui est d'autant plus petite que la vitesse Ω est plus grande, tend donc vers zéro.

Quant à la vitesse de rotation $(\Omega - \alpha)$, elle a pour limite $\frac{\Omega Ml^2}{I + Ml^2}$.

Supposons maintenant le rotor mal équilibré.

Son centre de figure γ sera toujours sur la tangente à l'axe neutre déformé de l'arbre flexible, menée par l'extrémité de celui-ci ; mais son centre de gravité η sera situé à une distance constante δ du point γ.

Le régime correspondant au cas où le rotor était parfaitement équilibré ne pourra s'établir. En effet le point γ devrait alors tourner autour du point η, en décrivant une épicycloïde, autour de l'axe OO'. La flexibilité de l'arbre lui permettrait bien de le faire, mais la force de rappel exercée sur le centre de gravité varierait à chaque instant, au lieu d'être constante, comme il le faudrait.

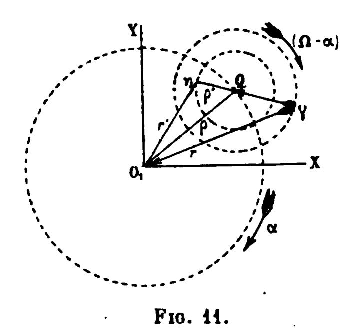


Fig. 11.

Mais le rotor pourra tourner avec la vitesse $(\Omega - \alpha)$ autour d'un axe OQ passant entre son axe naturel de rotation et son axe de figure et animé, lui-même, d'un mouvement de précession de vitesse α autour de l'axe OO'.

Nous allons voir comment un nouvel état d'équilibre dynamique stable pourra s'établir dans ces conditions.

Sur un plan perpendiculaire à l'axe OO', passant par le centre de gravité η (*fig.* 11), nous projetons en γ le centre de figure du rotor. Soient δ la distance constante des points γ et η, Q et O_1 les traces sur ce plan des axes OQ et OO', r la distance du point γ au point Q_1, ρ la distance supposée constante des points Q et O_1 et ρ' la distance ηQ.

La force de rappel exercée par l'arbre flexible et les ressorts de suspension sur le point γ est égale, à chaque instant, à ar et dirigée suivant γO_1.

Nous pouvons la considérer comme la résultante de deux forces de rappel constantes :

La première égale à $a(\delta - \rho)$ et dirigée suivant γQ;

La seconde égale à $a\rho$ et parallèle à QO_1.

Si nous rapportons la position du point η à deux axes de cordonnées rectangulaires O_1X et O_1Y, passant par le point O_1 de la figure 11, et si nous supposons toujours l'angle θ de la figure 7 assez petit pour que l'on puisse poser $\cos \theta = 1$, les coordonnées x et y du point η ont pour expressions :

$$x = \rho \cos \alpha t + \rho' \cos (\Omega - \alpha) t,$$
$$y = \rho \sin \alpha t + \rho' \sin (\Omega - \alpha) t,$$

d'où :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = - \alpha^2 \rho \cos \alpha t - (\Omega - \alpha)^2 \rho' \cos (\Omega - \alpha) t,$$
$$\frac{d^2y}{dt^2} = - \alpha^2 \rho \sin \alpha t - (\Omega - \alpha)^2 \rho' \sin (\Omega - \alpha) t.$$

La masse du rotor étant M, la force centrifuge exercée sur le centre de gravité η a pour composantes, suivant les mêmes axes :

$$f_x = M\alpha^2 \rho \cos \alpha t + M (\Omega - \alpha)^2 \rho' \cos (\Omega - \alpha) t,$$
$$f_y = M\alpha^2 \rho \sin \alpha t + M (\Omega - \alpha)^2 \rho' \sin (\Omega - \alpha) t.$$

On peut la considérer comme la résultante de deux forces constantes appliquées au point η :

La première égale à $M\alpha^2\rho$ et parallèle à O_1Q ;

La seconde égale à $M(\Omega - \alpha)^2 \rho'$ dirigée suivant $Q\eta$.

Bien que le rotor considéré ne soit pas parfaitement de révolution autour de son axe naturel de rotation, nous admettrons, conformément à l'expérience, que les phénomènes gyroscopiques développent toujours une force F appliquée au centre de gravité η, par exemple, et *normale au chemin parcouru par ce point*, quel qu'il soit.

Appelons :

Ω', la vitesse de rotation du rotor autour de son axe naturel de rotation ;

θ', l'angle que fait, à chaque instant, l'axe naturel de rotation, autour duquel tourne le rotor, avec l'axe instantané de rotation, autour duquel tourne l'axe naturel ;

α', la vitesse angulaire instantanée de cette dernière rotation ;

l, la distance du centre de gravité η au point fixe :

$$F = \frac{I}{l} \Omega' \alpha' \sin \theta'.$$

Nous pouvons considérer les points Q et γ de la figure 11 comme tournant autour du point η avec une vitesse Ω', pendant que celui-ci décrit une épicycloïde autour du point O_1.

Si le système ne tournait pas autour de η, un observateur couché le long de l'axe $O\eta$ et regardant l'axe OO' verrait les points Q et γ immobiles par rapport à lui.

Si le système tournait avec la vitesse Ω' par rapport à $O\eta$, il verrait, en particulier, le point Q décrire une circonférence autour de lui et, au bout de chaque tour, le point Q repasserait sur la droite $O_1\eta$.

Cherchons l'expression de l'angle que font entre elles les droites $Q\eta$ et $O_1\eta$.

Soient encore deux axes rectangulaires fixes O_1X et O_1Y, passant par le point O_1. Nous pouvons représenter la droite $Q\eta$ par une expression de la forme :

$$y = ax + b,$$

et la droite $O_1\eta$ par une expression de la forme :

$$y = a'x.$$

Si nous désignons par φ et φ' les angles qu'elles font avec l'axe O_1X, nous avons :

$$\tang \varphi = a, \qquad \tang \varphi' = a'.$$

L'angle cherché est égal à $(\varphi - \varphi')$, d'où :

$$\operatorname{tang}(\varphi - \varphi') = \frac{a - a'}{1 + aa'}.$$

Soient x_1, y_1 les coordonnées du point Q ; x_2, y_2 celles du point η. Nous avons :

$$y_1 = ax_1 + b, \qquad y_2 = ax_2 + b, \qquad \text{d'où} \qquad a = \frac{y - y_1}{x_1 - x_2}.$$

Nous avons, d'autre part, $a' = \frac{y_2}{x_2}$, d'où :

$$\operatorname{tang}(\varphi - \varphi') = \frac{x_2(y_1 - y_2) - y_2(x_1 - x_2)}{x_2(x_1 - x_2) - y_2(y_1 - y_2)}.$$

Nous avons, par hypothèse :

$$x_1 = \rho \cos \alpha t, \qquad x_2 = \beta \cos \alpha t + \rho' \cos(\Omega - \alpha) t;$$
$$y_1 = \rho \sin \alpha t, \qquad y_2 = \rho \sin \alpha t + \rho' \sin(\Omega - \alpha) t.$$

Nous en tirons finalement :

$$\operatorname{tang}(\varphi - \varphi') = \frac{\rho\rho' \sin(\Omega - 2\alpha) t}{\rho\rho' \cos(\Omega - 2\alpha) t + \rho'^2},$$

d'où :

$$\Omega' = \Omega - 2\alpha.$$

Les choses se passeront encore comme si le rotor tournait autour de son axe naturel de rotation, mais avec la vitesse $(\Omega - 2\alpha)$, au lieu de la vitesse $(\Omega - \alpha)$.

Le mouvement du centre de gravité se décompose à chaque instant :

1° En une rotation autour du point O_1 effectuée à la vitesse α. Si nous désignons par r' la distance $O_1\eta$, nous avons $\sin \theta' = \frac{r'}{l}$. La force développée au point η, par suite de ce mouvement, est égale à $I(\Omega - 2\alpha)\alpha \frac{r'}{l^2}$ et dirigée suivant ηO_1. Nous pourrons la considérer comme la résultante de deux forces constantes :

L'une égale à $I(\Omega - 2\alpha)\alpha \frac{\rho}{l^2}$ parallèle à QO_1 ;

L'autre égale à $I(\Omega - 2\alpha)\,\alpha\,\frac{\rho'}{l^2}$ dirigée suivant ηQ.

2° En une rotation autour du point Q effectuée avec la vitesse $(\Omega - \alpha)$. La force développée au point η, par suite de ce mouvement, est égale à $I(\Omega - 2\alpha)\,(\Omega - \alpha)\,\frac{\rho'}{l^2}$ et dirigée suivant ηQ.

Les forces développées au point η, par les effets gyroscopiques, peuvent donc être représentées par deux composantes :

L'une égale à $I(\Omega - 2\alpha)\,\alpha\,\frac{\rho}{l^2}$ parallèle à QO_1 ;

L'autre égale à $I(\Omega - 2\alpha)\,\Omega\,\frac{\rho'}{l^2}$ dirigée suivant ηQ.

Pour qu'il y ait équilibre dynamique, il faut :

1° Que les sommes des composantes des forces dirigées, soit parallèlement à QO_1, soit suivant ηQ, soient nulles ;

2° Que le moment, par rapport au point Q, des forces parallèles à QO_1, soit constant.

Ce moment ne peut pas être constant, parce qu'il prendrait toujours du travail à l'arbre ou lui en fournirait, alors que, dans le calcul précédent, nous n'avons considéré que des forces conservatives. Il agira tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, et fera varier, pendant la durée d'un tour la vitesse de rotation $(\Omega - 2\alpha)$ du rotor, autour de son axe naturel de rotation.

Mais nous pourrons toujours supposer le moment d'inertie I assez grand pour que ces variations de vitesse soient insensibles et que l'on puisse considérer la vitesse $(\Omega - 2\alpha)$ comme constante. Il suffira alors de remplir la première condition.

Elle se traduit par les deux équations suivantes, en posant :

$$\omega = \sqrt{\frac{a}{M}} :$$

$$Ml^2\alpha^2 - I(\Omega - 2\alpha)\,\alpha - Ml^2\omega^2 = 0,$$

$$Ml^2(\Omega - \alpha)^2\rho' - I(\Omega - 2\alpha)\,\Omega\rho' - Ml^2\omega^2(\delta - \rho') = 0,$$

d'où :

$$\rho' = \frac{Ml^2\omega^2\delta}{Ml^2[(\Omega - \alpha)^2 + \omega^2] - I(\Omega - 2\alpha)\,\Omega},$$

$$\delta - \rho' = \frac{[Ml^2(\Omega - \alpha)^2 - I(\Omega - 2\alpha)]\,\delta}{Ml^2[(\Omega - \alpha)^2 + \omega^2] - I(\Omega - 2\alpha)\,\Omega},$$

$$\alpha = \frac{I\Omega + \sqrt{I^2\Omega^2 + 4Ml^2(Ml^2 + 2I)\,\omega^2}}{I(Ml^2 + 2I)}.$$

Lorsque la vitesse Ω grandit de plus en plus, ces quantités tendent vers les limites suivantes:

$$\alpha_1 = \Omega \frac{I}{Ml^2 + 2I},$$
$$\rho' = 0, \qquad \delta - \rho' = \delta.$$

Quant à la flèche ρ, elle est encore donnée par la condition :

$$q\alpha^2\rho^3 = \varphi(\rho).$$

Elle tend vers 0 lorsque la vitesse Ω croît de plus en plus.

Les points γ, η et Q peuvent occuper les positions relatives indiquées en I, II, III, sur la figure 12.

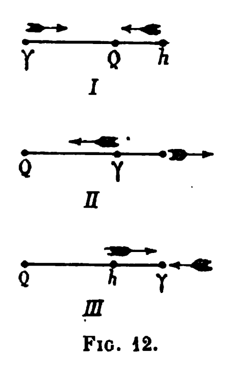


Fig. 12.

Dans les deux premiers cas, le régime est stable. Dans le troisième, il est instable. On s'en rend compte immédiatement.

Dans les calculs précédents, nous avons appelé ρ' et $\delta - \rho'$ les distances des points η et γ au point Q (*fig.* 11 et 12), en les comptant positivement, dans des sens inverses, le long de la droite $\gamma Q \eta$.

Pour que le troisième cas se réalise, il faut que:

1° Les quantités ρ' et $(\delta - \rho')$ soient de signes contraires, pour que les points γ et η soient situés du même côté par rapport au point Q;

2° La distance ρ' soit plus petite, en grandeur absolue, que la distance $\delta - \rho'$. Il faut pour cela que ρ' soit de signe contraire à δ.

D'où les deux conditions:

$$Ml^2(\Omega - \alpha)^2 - I(\Omega - 2\alpha)\Omega < 0,$$
$$Ml^2[(\Omega - \alpha)^2 + \omega^2] - I(\Omega - 2\alpha)\Omega < 0.$$

Si la seconde condition est satisfaite, la première l'est nécessairement.

Lorsque la vitesse Ω grandit de plus en plus, la deuxième condition devient :

$$Ml^2\left(\frac{Ml^2+I}{Ml^2+2I}\right)^2 - I\left(\frac{Ml^2}{Ml^2+2I}\right) < 0 \qquad \text{ou} \qquad Ml^2 < 0,$$

ce qui est impossible.

Donc le régime deviendra toujours stable, lorsque la vitesse Ω grandira de plus en plus.

Équilibreurs automatiques. — Le centre de figure γ décrira une épicycloïde autour de l'axe OO′ ; mais, lorsque la vitesse Ω grandira de plus en plus, cette courbe tendra à se confondre avec une circonférence de rayon δ, ayant un centre sur l'axe OO′.

Comme nous l'avons déjà dit, il importe à la conservation du système que le rayon de cette circonférence soit très petit. Il faut donc que le centre de gravité du rotor se trouve aussi près que possible de son axe de figure. Mais cela ne suffit pas.

Bien que le centre de gravité fût sur l'axe de figure, celui-ci pourrait décrire un cône autour de l'axe de rotation. Son point d'attache, avec l'arbre, flexible, décrirait une circonférence autour de l'axe réel de rotation, dont le rayon ne serait pas nul.

Il faut donc, pour éviter la production continuelle de mouvements vibratoires, que l'axe naturel de rotation du rotor, qui est un de ses axes principaux d'inertie passant par son centre de gravité, coïncide aussi parfaitement que possible avec son axe de figure.

Nous arrivons à obtenir, dans tous les cas, très sensiblement cette coïncidence, au moyen des équilibreurs automatiques, dont nous allons rappeler le principe.

Un équilibreur automatique est constitué par un tore creux, concentrique à l'arbre du rotor, et partiellement rempli de mercure.

Pour réaliser ce tore (*fig.* 13 et *fig.* 14), on pose à chaud, sur un volant I, une frette K, à l'intérieur de laquelle on a creusé une gorge circulaire.

Nous avons reconnu la nécessité d'amortir énergiquement les mouvements du mercure, par rapport aux parois du tore. Pour cela, nous disposons, à l'intérieur de l'équilibreur, une série de palettes

en acier b, b, ... Chacune d'elles est munie, du côté extérieur, d'une très petite échancrure c, pour laisser passer le mercure, et, du côté

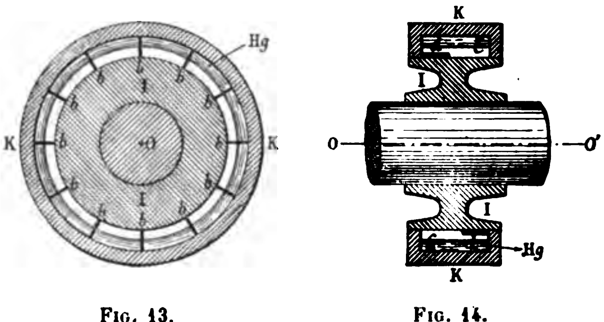


Fig. 13. Fig. 14.

de l'intérieur, d'une échancrure d, de plus grande section, pour laisser passer l'air ou le liquide visqueux qui achève de remplir le tore.

Les tores pouvant n'avoir qu'une épaisseur très petite, nous en superposons généralement plusieurs sur le même volant, afin d'augmenter l'effet utile de l'appareil (*fig.* 15).

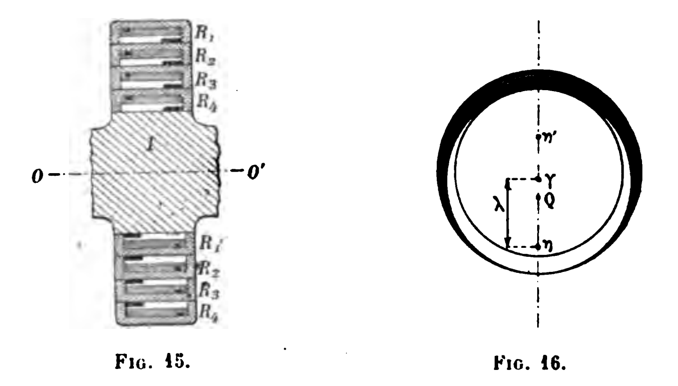


Fig. 15. Fig. 16.

La figure 16 représente une coupe faite, dans un équilibreur, par un plan normal à un axe. Nous avons représenté en γ, η et Q les traces, sur ce plan, de l'axe de figure, de l'axe naturel et de l'axe réel de rotation.

Le point Q se trouve, comme nous l'avons vu, sur la droite $\gamma\eta$, entre les points γ et η.

Si la figure tourne autour du point Q, la surface libre du mercure

a pour trace, sur son plan, une circonférence ayant son centre au point Q.

Le centre de gravité η' de la masse de mercure se trouve nécessairement sur le prolongement de la droite ηQ, de l'autre côté du point Q, par rapport au point η.

Or nous pouvons considérer le rotor proprement dit, non compris les masses de mercure, comme un rotor ayant son axe naturel de rotation passant par le point Q, auquel on aurait ajouté, en particulier, une masse additionnelle de déséquilibrage μ située sur le prolongement de la droite $O\eta$, à une distance λ du point Q.

La masse de mercure de l'équilibreur produit la même action que la masse m de mercure, que contiendrait un disque plat ayant un diamètre égal au diamètre extérieur du tore creux et une largeur égale à celle de ce tore, le centre de gravité de cette masse se confondant avec le point γ.

En effet, si dans cette masse nous découpons le volume limité par un cylindre ayant pour axe l'axe naturel de rotation et tangent aux parois du cylindre qui limite le tore, vers l'extérieur, il nous reste précisément l'onglet de mercure de l'équilibreur. Or toute la masse ainsi enlevée était parfaitement équilibrée par rapport à l'axe réel de rotation, et ne pouvait exercer aucune action sur la position de ce dernier.

Donc, si nous appelons ν la masse de mercure réellement contenue dans l'équilibreur, qui sera très petite par rapport à la masse m, et par x la distance de son centre de gravité η' au point Q, nous aurons la relation :

$$\nu x = m\overline{\gamma Q}.$$

Il y aura équilibre lorsqu'on aura :

$$\nu x = m\overline{\gamma Q} = \mu\lambda.$$

La masse *fictive* m pouvant être rendue très grande, la distance $\overline{\gamma Q}$ pourra être rendue très petite, parce que le produit $\mu\lambda$ tend vers une limite, lorsque l'axe réel de rotation se rapproche de plus en plus de l'axe de figure, qui est naturellement très petite, pour peu que le rotor ait été soigneusement construit, même s'il subissait de petites déformations pendant la marche.

La masse de mercure se comporte donc comme une masse addi-

tionnelle, dont le centre de gravité va occuper de lui-même, sous l'influence des forces d'inertie, la position voulue, sinon pour équilibrer parfaitement le rotor, du moins pour réduire son désiquilibrage, d'autant plus que l'équilibreur employé a un plus grand diamètre extérieur et est plus large.

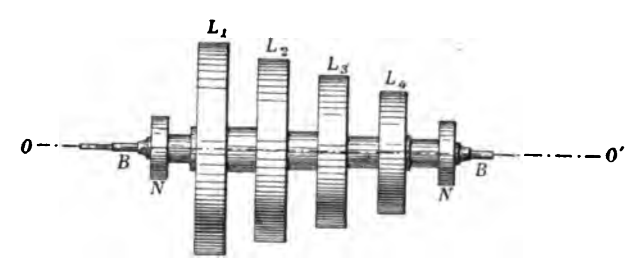


Fig. 17.

Comme il faut deux masses additionnelles, agissant en des points distincts, pour ramener l'axe naturel de rotation d'un rotor en coïncidence avec son axe de figure, nous devons disposer un équilibreur N à chaque extrémité du rotor, comme il est représenté sur la figure 17, où le rotor est supposé constitué par un assemblage de quatre roues distinctes L_1, ..., L_4, montées sur un même axe rigide.

Nous sommes désormais en mesure d'assurer, dans les meilleures conditions, la rotation d'un rotor quelconque à une vitesse angulaire Ω aussi grande que l'on voudra, pourvu qu'elle ne dépasse pas les $\frac{3}{4}$ de la plus petite des deux vitesses critiques *propres* du rotor et de l'arbre flexible qui le conduit, et pourvu qu'elle soit grande par rapport à la vitesse critique ω du système constitué par le rotor et l'arbre flexible.

Mais il faudra toujours passer par cette vitesse critique ω, soit à la mise en route, soit à l'arrêt. A ce moment, comme nous l'avons vu, de fortes vibrations seront à redouter.

Passage de la vitesse critique ω. — Après avoir essayé divers procédés, pour empêcher ces vibrations de se produire, nous nous sommes arrêtés au suivant, qui est le plus simple et le plus sûr.

La vitesse critique ω sera toujours basse et égale au $\frac{1}{10}$ environ de la vitesse angulaire normale Ω.

Il n'y aura donc aucun inconvénient à maintenir calés les coussinets supportant l'arbre, lorsque la vitesse Ω sera comprise entre 0 et 2ω, par exemple. Pour $\Omega = 2\omega$, les réactions exercées par le rotor, sur ses points d'appui, seraient 25 fois plus petites que si la vitesse avait pris sa valeur normale, les coussinets étant demeurés calés.

Ce facteur est tellement grand que l'on conçoit sans peine la possibilité de donner au rotor des portées très légères et capables néanmoins de supporter les réactions dues à son défaut d'équilibrage, lorsqu'il tourne seulement à la vitesse 2ω.

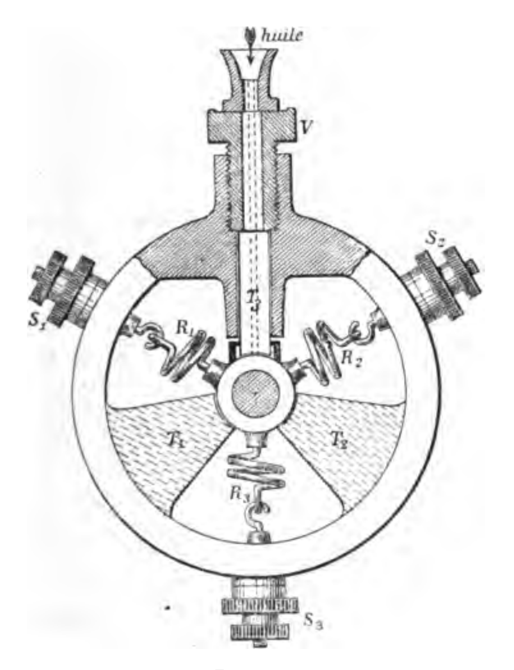


Fig. 18.

Les coussinets étant ainsi calés, il n'y a plus de vitesse critique ω à passer. Lorsqu'on les décale, le rotor se met à tourner autour d'un axe qui est déjà très voisin de son axe de figure. Nous avons vérifié expérimentalement que le fait de caler ou de décaler les coussinets, à une vitesse voisine de 2ω, n'amenait aucun trouble dans la marche.

La figure 18 représente la disposition adoptée dans notre appareil d'essai.

Chaque coussinet est supporté par des ressorts R_1, R_2, R_3, dont les extrémités sont munies de vis de réglage S_1, S_2, S_3, permettant de centrer parfaitement le coussinet.

Les déplacements du coussinet sont limités, vers le bas, par deux butées fixe T_1, T_2, qui s'approchent normalement de lui jusqu'à une distance de $0^{mm},2$ ou $0^{mm},3$. Ce jeu est suffisant.

Une troisième butée T_3 limite ces déplacements vers le haut, mais celle-ci est mobile, et on peut la faire monter ou descendre, au moyen d'une tête de vis V.

En l'abaissant, nous forçons le coussinet à venir s'appuyer sur les butées inférieures et nous le calons ainsi. En relevant la butée T_3, nous lui rendons toute sa liberté.

Nous sommes ainsi obligés, pour caler les coussinets, de déplacer légèrement l'arbre du rotor, mais les jeux pratiquement nécessaires sont si petits que cela ne peut présenter aucun inconvénient. Rien n'empêcherait d'ailleurs de rendre les butées mobiles, en les disposant comme les chiens d'un plateau « à centrer » de tour.

L'huile de graissage arrive au coussinet par un trou pratiqué dans la butée mobile.

Cette disposition nous a fourni les meilleurs résultats. Il sera naturel de faire commander les déplacements de la vis par le tachymètre de la machine, de manière que les coussinets soient calés ou décalés aux moments voulus. On peut imaginer une infinité de systèmes cinématiques permettant d'assurer cette liaison.

CONCLUSIONS.

A la suite de nombreux essais de vérification, nous croyons pouvoir énoncer les conclusions suivantes :

On peut communiquer, en toute sécurité, à un rotor quelconque, une vitesse angulaire de rotation atteignant les trois quarts de sa première vitesse critique *propre*, quelque élevée que soit cette dernière.

Si le rotor repose sur des points d'appui élastiques, cette première vitesse critique *propre* est suffisamment élevée pour qu'on puisse faire des turbines à vapeur à une roue utilisant bien le travail dispo-

nible dans la vapeur. On peut également faire des compresseurs rotatifs à plusieurs roues utilisant toute la puissance fournie par ces turbines, en tournant à leur vitesse.

Toutes les fois que cela sera possible, il y aura lieu de monter, sur un même arbre, le rotor moteur et le rotor mû, pour n'avoir à leur transmettre aucun couple.

Le rotor résultant devra pouvoir choisir, à chaque instant, son axe de rotation.

Les coussinets devront donc être portés par des ressorts..Le système ainsi constitué aura une vitesse critique ω qu'on rendra très basse en rendant les ressorts très souples. Au moment de la mise en route, on calera les coussinets, jusqu'à ce que la vitesse critique ω ait été suffisamment dépassée et on les rendra libres après. Au moment de l'arrêt, on recalera les coussinets, dès que la vitesse se rapprochera de la vitesse critique ω. Si la machine est munie d'un régulateur de vitesse, ce qui sera le cas général, on fera exécuter automatiquement ces opérations par son tachymètre.

S'il est nécessaire de transmettre un couple au rotor, on le fera au moyen d'un arbre flexible, dont la première vitesse critique *propre* sera supérieure à la vitesse normale de rotation. Mais on conservera les coussinets à ressorts du rotor, de manière à pouvoir donner une grande souplesse au joint flexible, sans qu'il soit déformé par le poids du rotor.

Le système constitué par le rotor, le joint flexible et les ressorts de suspension aura une vitesse critique ω, que l'on passera, comme dans le premier cas, en calant momentanément les coussinets à ressorts.

Enfin, dans tous les cas, on assurera le bon équilibrage du rotor, que ses matériaux soient déformables ou non, en lui adjoignant deux équilibreurs automatiques.

En rendant le rotor libre de choisir, à chaque instant, son axe de rotation, on évitera toute fatigue à ses matériaux et à ceux du stator.

En disposant des équilibreurs automatiques sur le rotor, on rendra inoffensives les vibrations des coussinets, ressorts de suspension et arbres flexibles, dont la durée deviendra presque indéfinie. En même temps on pourra réduire les jeux du rotor, dans le stator qui l'entourera, comme s'il reposait sur un arbre rigide porté par des coussinets fixes.

SUR UNE NOUVELLE MÉTHODE POUR MESURER LE COEFFICIENT DE LA LOI DE STEFAN (1);

Par MM. FERY et DRECQ.

I

L'un de nous a employé pour la première fois, pour la mesure de l'important coefficient a de la loi du rayonnement :

$$W = a(T^4 - t^4),$$

un récepteur conique réalisant très sensiblement les conditions d'un récepteur intégral (2).

A la suite d'une critique formulée à ces déterminations et relative à l'étalonnage du récepteur conique (3), nous avons repris en 1911 de nouvelles mesures qui ont confirmé l'exactitude des premières (4).

La moyenne de 18 mesures faites en 1909 avait donné :

$$a = 2,01, \qquad \text{d'où} \qquad \sigma = \pi a = 6,3.$$

La moyenne de 24 mesures également très concordantes fournit en 1911 :

$$a = 2,07, \qquad \text{d'où} \qquad \sigma = 6,50.$$

Nous attribuons l'écart de 3,1 0/0 entre ces deux séries à une erreur possible de 0,8 0/0 sur la température noire du four.

La formule même de Stefan montre qu'une erreur sur T introduit sur a ou σ une erreur quatre fois plus grande.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 18 avril 1913.

(2) *Bulletin des Séances de la Société de Physique*, 2e année, 1909 ; — et *J. de Phy.*, 4e série, t. VIII, 758, 937 ; 1909 ; — C. FÉRY, *Propriétés sélectives des corps noirs.*

(3) BAUER et MOULIN, *J. de Phys.*, 4e série, t. IX, p. 458, 993 ; 1910.

(4) *J. de Phys.*, 5e série, t. I, p. 351 ; juillet 1911 ; — C. FÉRY et M. DRECQ, *La constante de la loi du rayonnement.*

II

Les critiques que nous avons formulées relativement aux récepteurs plans tombent, si on mesure non pas l'énergie *reçue* par un bolomètre par sa variation de résistance, mais bien l'énergie qu'il *dissipe*.

Nous estimons en effet qu'une partie de l'énergie radiante versée par le four n'est pas employée à chauffer le récepteur, mais est simplement *diffusée* par la face antérieure du bolomètre ou de la pile thermo servant de récepteurs.

Cette mesure soulève cependant une grosse difficulté : celle de mesurer avec précision l'énergie diffusée par une lame dont la température n'est supérieure que de quelques degrés à celle de la salle.

Nous y sommes parvenus en associant le télescope pyrométrique de l'un de nous à un galvanomètre très sensible du même auteur (1).

III

Une lame de platine de $36^{mm},6$ de largeur sur $55^{mm},2$ de longueur avait été soigneusement noircie sur ses deux faces par le procédé de Kurlbaum. Cette lame fixée à sa partie supérieure à une pince d'amenée du courant était lestée à sa partie inférieure par une autre pince munie d'une tige de cuivre rouge plongeant dans un godet de mercure; on obtenait ainsi une tension constante de la lame, malgré la faible dilatation de cette dernière (2).

Si on fait passer un courant de 5 à 7 ampères dans cette lame qui n'a que $0^{mm},03$ d'épaisseur, on obtient sous la même incidence (48°)

---

(1) La description de ce galvanomètre a paru aux *C. R. de l'Acad. des Sc.*, t. CLV, page 1008; 18 novembre 1912. Il permet de déceler une différence de $\frac{5}{100.000}$ de degré entre les deux soudures d'un couple constantan-fer. On mesurait ainsi à 0°08 près la température de la lame qui était portée à 33° environ, soit 13° au-dessus de la température ambiante.

(2) La variation de surface de la lame provenant de cette dilatation (2×10^{-4}) est absolument négligeable.

une déviation rigoureusement identique pour les deux faces. Ceci est une preuve de l'égalité du noircissage sur les deux faces.

Il est facile de construire la courbe d'étalonnage du système en portant en abscisses les watts dépensés dans la lame, et en ordonnées les déviations galvanométriques obtenues.

Le coefficient angulaire de la droite ainsi obtenue serait :

$$a = \frac{W}{(t^4 - t_0^4)},$$

où t est la température de la lame et t_0, celle de la pièce dont les murs forment enceinte froide.

Si à ce moment on supprime le courant et qu'on dispose devant la lame, et perpendiculairement à une de ses faces, un four électrique dont on limite l'ouverture au moyen d'un écran refroidi par un courant d'eau et percé d'une ouverture de surface s', on produira également un échauffement de cette lame (1).

L'expérience montre que cet échauffement est dissymétrique (2), le rapport des énergies rayonnées par les faces postérieure et antérieure variant entre 0,82 et 0,84, quand le four passe de 1.250° à 1.400° absolus.

Si on désigne par W_1, l'énergie rayonnée par la face antérieure de la lame, W_2, celle rayonnée par la face postérieure, il sera facile de trouver sur la droite d'étalonnage l'énergie électrique 2 W, équivalente à la somme $W_1 + W_2$:

$$2W = W_1 + W_2,$$

2 W est connu en watts; la somme $W_1 + W_2$ peut être calculée par les données de l'expérience.

---

(1) La température du four a été maintenue dans le voisinage du point de fusion de l'or qui avait servi à étalonner le télescope pyrométrique utilisé dans ces mesures.

(2) Cette dissymétrie a déjà été signalée pour une lame métallique mince recouverte de diverses substances et même de noir de fumée (MELLONI, *Ann. Phys. et Chim.*, 2e série, t. LXXV, p. 39). Il l'attribue exclusivement à un effet de diffusion ou réflexion irrégulière des radiations sur la face directement frappée par le rayonnement.

Cet effet n'est peut-être pas le seul qui entre en jeu et il n'est pas inadmissible que la température superficielle des deux faces soit différente.

L'analyse par un spectromètre très sensible des radiations émises par les deux faces permettrait seule de trancher ce point.

$W_1 + W_2$ (énergie totale rayonnée et diffusée par la lame, qui est aussi celle que lui a versée le four) $= a\,(T^4 - t_0^4)\,\frac{SS'}{D^2}$, relation dans laquelle :

a est le coefficient cherché ;

T, la température absolue du four ;

t_0 celle de la pièce et qui est la même que dans le cas de l'étalonnage [1] ;

S, surface de la lame [2] ;

S′, surface du diaphragme placé devant le four ;

D, distance du bord de ce diaphragme à la lame.

Les séries très concordantes effectuées en employant successivement les deux faces de la lame comme réceptrices pour le four ont fourni :

$$a = 1{,}97,$$

d'où

$$\sigma = 6{,}20\ (^3).$$

Ces mesures confirment les premières mesures faites par l'un de nous en 1909 et qui conduisaient à 18 0/0 comme pouvoir diffusif du noir de platine.

Melloni, dans ses travaux classiques, avait montré que pour le noir de fumée la diffusion était de 18 0/0 pour une source de radiations à 400° et 17 0/0 pour du platine incandescent.

La seule critique à faire à ces mesures est que nous avons dû admettre que le noir de platine suit exactement la loi de Lambert. Il est très probable que cette supposition est très voisine de la vérité, car MM. Bauer et Moulin ont montré que le platine devenu rugueux et grenu à la suite d'un chauffage prolongé suit déjà cette loi [4].

---

(1) En croisant ces deux séries : étalonnage et mesure par le four, on réalise très bien cette condition. De plus l'enceinte froide (mur de la salle) reste identique comme pouvoir émisif, la lame n'ayant pas été déplacée entre ces deux séries.

(2) La mesure de la surface de la lame a été faite en la photographiant dans le même plan qu'une règle divisée. En tirant une épreuve sur papier, la pesée du papier donne la surface. On a opéré de même pour la mesure de S′. On a intérêt dans ce procédé à grossir un peu la reproduction. Les divisions de la règle divisée sont mesurées exactement à la machine à diviser sur l'épreuve.

(3) *C. R.*, t. CLV, p. 1239 ; 9 décembre 1912. Féry et Drecq (sur le pouvoir diffusif du noir de platine et le coefficient de la loi de Stefan).

(4) Bauer et Moulin, *loc. cit.*

Si on prend la moyenne de nos mesures de :

1909...........	$a = 2{,}01$,
1911...........	$a = 2{,}07$,
1912...........	$a = 1{,}97$,

on trouve :

$$a = 2{,}017, \qquad \text{d'où} \qquad \sigma = 6{,}33.$$

Nous pensons que cette valeur est exacte à + 0,5 0/0 près et que :

$$\sigma = 6{,}33 \pm 0{,}03.$$

Ce résultat est en effet la moyenne de plus de 50 mesures faites par trois procédés complètement différents et dont chacun ne soulève guère d'objection.

Le travail de 1909 fait par l'un de nous « sur les propriétés sélectives des corps noirs et les conséquences qui en découlent », se terminait par une rectification de la constante solaire calculée d'après les mesures directes de la température du soleil faites au Mont-Blanc par Millochau, et la constante rectifiée 6,3.

On obtient ainsi :

$$A_w = 6{,}3 \times \overline{5360}^4 \times \text{tang}^2 \frac{\varphi}{2} = 0^w{,}1125,$$

ou, en petites calories, centimètre carré, minute.

$$\frac{0{,}1125 \times 60}{4{,}15} = 1{,}63.$$

Les valeurs données à ce moment oscillaient entre 2,4 et 4.

SUR UNE NOUVELLE FORME DE LA LOI DU RAYONNEMENT NOIR ET DE L'HYPOTHÈSE DES QUANTA ;

Par M. J. DE BOISSOUDY (1).

I. — La recherche de la loi du rayonnement noir, dans l'hypothèse où le rayonnement des solides est dû à un très grand nombre de résonnateurs hertziens, ayant chacun une période propre de vibration et émettant une lumière rigoureusement monochromatique, se ramène au calcul de la probabilité pour que l'un de ces résonnateurs ait une énergie égale à une valeur donnée η, ou plus exactement comprise entre η et $\eta + d\eta$.

La fonction W, telle que $Wd\eta$ représente cette probabilité, est forcément continue pour toutes les valeurs de η si les systèmes rayonnants sont de nature telle que les équations de Hamilton leur soient applicables. On a dans ce cas :

$$(1) \qquad W = \frac{N}{RT} e^{-\frac{N\eta}{RT}}$$

en sorte que l'énergie moyenne d'un résonnateur est :

$$E = \int_0^{\infty} W\eta d\eta = \frac{RT}{N}$$

conformément au principe d'équipartition. La loi du rayonnement noir est alors exprimée par la formule de Jeans-Rayleigh :

$$(2) \qquad F(\lambda, T) = \frac{8\pi}{\lambda^4} E = \frac{8\pi RT}{N\lambda^4}.$$

Elle donne pour la densité de la lumière des valeurs indéfiniment croissantes quand la longueur d'onde diminue.

Cette formule étant en désaccord manifeste avec l'expérience, notamment par le fait qu'elle exclut, à chaque température, l'existence d'un maximum de la fonction F correspondant à une certaine valeur de la longueur d'onde, il est nécessaire de renoncer à l'idée fondamentale sur laquelle elle repose, qui est l'idée de continuité. Il faut

(1) *C. R.*, 10 mars et 5 mai 1913.

admettre que la fonction W, et par suite l'énergie des oscillateurs, varient d'une façon discontinue. Il semble naturel toutefois, plutôt que de pousser à l'extrême cette nouvelle hypothèse, si contraire à toutes les idées reçues, de ne l'introduire tout d'abord qu'avec quelques restrictions et dans la mesure la plus faible possible. Au lieu d'une discontinuité absolue, ne laissant subsister comme possibles que des valeurs déterminées de l'énergie d'oscillation, il semble préférable *a priori* de chercher à réduire ces discontinuités au minimum compatible avec l'expérience.

Or l'expérience montre que pour élever d'une quantité finie la température d'un système contenant de l'éther, il suffit de lui communiquer une quantité de chaleur finie. L'énergie totale du rayonnement noir a donc elle aussi une valeur finie (à moins que les échanges d'énergie ne s'opèrent avec une extrême lenteur dans le domaine des courtes longueurs d'onde, suivant l'hypothèse qu'a proposée M. Jeans). L'énergie totale étant finie, la fonction F doit, pour une température donnée, passer par un maximum pour une certaine valeur de λ, comme il résulte de l'expérience.

La condition essentielle à laquelle doit satisfaire la loi du rayonnement noir est donc que l'intégrale $\int F(\lambda, T)\, d\lambda$ prise entre les limites $\lambda = 0$ et $\lambda = \infty$ soit finie. Il suffit pour cela, comme l'a fait remarquer H. Poincaré dans un de ses derniers Mémoires [1] (après avoir montré que l'hypothèse des quanta est la seule qui puisse conduire à la loi de Planck) que l'intégrale

$$\int_0^{\eta_0} W d\eta$$

reste finie quand η_0 tend vers zéro. Cela revient à dire que la fonction W doit présenter pour $\eta = 0$ une discontinuité du même genre que celles qui résultent de l'hypothèse des quanta.

Nous envisagerons le cas où cette discontinuité minima est la seule que présente la fonction W, où celle-ci n'est par suite discontinue que pour le passage d'une énergie nulle à une énergie finie $\eta = \varepsilon$.

Nous admettrons de plus, pour rester d'accord avec le principe

(1) H. Poincaré, *C. R.*, t. CLI, p. 1103; 1911; — et *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 27; 1912.

de Carnot, que cette énergie ϵ est égale à $h\nu$, h étant une constante universelle et ν la fréquence.

Nous sommes ainsi conduits à l'hypothèse suivante : L'énergie d'un résonnateur est simplement assujettie à être plus grande que $h\nu$ ou nulle. Tous les résonnateurs qui d'après la loi de répartition de Maxwell devraient posséder une énergie inférieure à $h\nu$, restent au repos ; les autres se comportent d'une façon normale ; ils peuvent absorber ou perdre de l'énergie d'une façon continue.

Remarquons, avant d'aller plus loin, que cette hypothèse entraîne l'inégalité des domaines d'égale probabilité pour une énergie donnée de l'oscillateur, puisqu'elle suppose un domaine d'extension finie h, pour une énergie nulle, et une infinité de domaines élémentaires d'extension infiniment petite, pour toutes les valeurs de l'énergie supérieures à $h\nu$. Cette conséquence peut paraître contraire au théorème de Liouville, d'après lequel on doit considérer comme également probables des domaines d'égale extension en phase. Il n'y a pas lieu toutefois de s'arrêter à cette objection, car le théorème de Liouville n'est applicable que si les phénomènes peuvent être représentés par des équations différentielles, c'est-à-dire, dans le cas présent, lorsque l'énergie est comprise entre $h\nu$ et ∞. Il ne semble donc pas indispensable, pour diminuer le nombre des domaines indépendants d'égale probabilité, d'augmenter l'extension de chacun d'eux, comme l'a supposé Planck, en substituant aux domaines élémentaires infiniment petits des domaines finis d'égale extension h.

Puisque, d'après notre hypothèse, la fonction W est continue pour toutes les valeurs de η plus grandes que $h\nu$ et qu'elle peut être représentée dans ce cas par l'équation (1), nous avons pour l'énergie moyenne d'un résonnateur de fréquence ν :

$$\bar{E} = \int_{h\nu}^{\infty} W\eta d\eta = \frac{N}{RT} \int_{h\nu}^{\infty} e^{-\frac{N\eta}{RT}} \eta d\eta$$

ou

$$\bar{E} = \frac{RT}{N} \frac{1 + \frac{Nh\nu}{RT}}{e^{\frac{Nh\nu}{RT}}},$$

qu'on peut écrire :

$$\bar{E} = \frac{RT}{N} \frac{1 + x}{e^{x}} \tag{3}$$

en posant

$$x = \frac{Nh\nu}{RT} = \frac{Nch}{R\lambda T} \text{ (c vitesse de la lumière).}$$

La densité de l'énergie du rayonnement noir entre les longueurs d'onde λ et λ + dλ est d'autre part réliée à l'énergie moyenne de l'oscillateur par l'équation de Planck :

$$F(\lambda, T)\,d\lambda = \frac{8\pi}{\lambda^4}\,\bar{E}\,d\lambda.$$

qui suppose l'énergie continûment variable. Nous avons donc pour la fonction du rayonnement :

$$(4) \qquad \boxed{F(\lambda, T) = \frac{8\pi ch}{\lambda^5}\,\frac{x+1}{xe^x}}$$

qui satisfait bien à la condition de donner pour le rayonnement total une énergie finie. Cette formule partage d'ailleurs avec celle de Planck :

$$(5) \qquad F_1(\lambda, T) = \frac{8\pi ch}{\lambda^5}\,\frac{1}{e^x - 1},$$

la propriété de tendre aux limites d'une part vers la formule de lord Rayleigh (2) pour les petites valeurs de x, c'est-à-dire dans le cas des hautes températures ou des vibrations de petite fréquence ; d'autre part vers la formule de Wien :

$$F = \frac{C}{\lambda^5}\,e^{-x},$$

pour les grandes valeurs de x, c'est-à-dire dans le cas des hautes températures ou des courtes longueurs d'onde.

Les deux expressions (4) et (5) tendent donc à se confondre pour les très grandes comme pour les très petites valeurs de x. Pour les valeurs intermédiaires, leur différence, qui est maxima pour $x = 1{,}80$ (si l'on attribue une même valeur aux constantes) ne paraît pas dépasser les erreurs d'observation.

II. *Détermination des constantes.* — La formule (4) contient deux constantes, h et $\frac{R}{N} = \frac{2}{3}\alpha$, ou simplement h et N, de nature universelle, qui peuvent être déterminées d'après les données expérimentales cor-

respondant à la position du maximum de la fonction F et à l'énergie totale du rayonnement.

1° *Position du maximum.* — Soit λ_m la longueur d'onde correspondant au maximum de $F(\lambda, T)$. Pour cette valeur de λ, la dérivée $\frac{dF}{d\lambda}$ doit être nulle, ce qui donne :

$$x^2 - 4x - 4 = o,$$

dont la racine positive est :

$$x_m = 2(1 + \sqrt{2}) = 4{,}8284 \ldots$$

(l'équation de Planck donne pour x_m la valeur 4,965 ... racine de l'équation transcendante $e^{-x} + \frac{x}{5} = 1$). L'expression

$$\lambda_m T = \frac{Nch}{4{,}8284 R}$$

est donc constante, comme l'exige la loi du déplacement de Wien. Sa valeur d'après MM. Lummer et Pringsheim est 2.940, l'unité de longueur étant le micron (10^{-4} centimètre). Par suite :

$$\frac{Nch}{R} = 4{,}8284 \times 2{,}940 = 14200.$$

Ce nombre 14200 est bien celui qui a été trouvé en dernier lieu par MM. Holborn et Valentiner (1) dans une série de mesures entre 800° et 1500° et entre les longueurs d'onde $\lambda = 0{,}856\mu$ et $\lambda = 0{,}478\mu$, c'est-à-dire dans le domaine des petites valeurs de λT auquel la formule de Wien est sensiblement applicable.

En utilisant leur nouvelle échelle de température, ces auteurs ont trouvé pour $\frac{Nch}{R}$ une valeur indépendante de la température et égale en moyenne à 14200. Tous les nombres trouvés, sauf de rares exceptions, se plaçaient entre 14 100 et 14 300. MM. Lummer et Pringsheim (2) et Paschen (3) avaient, il est vrai, trouvé antérieurement un nombre

(1) *Ann. der Phys.*, 4e série, t. XXII, p. 1 ; 1907.
(2) *Ann. der Phys.*, t. VI, p. 210 ; 1901.
(3) *Ann. der Phys.*, t. IV, p. 278 ; 1901.

compris entre 14 500 et 14 600, d'accord avec celui qu'exige la formule $\left(\frac{Nch}{R} = 4{,}965 \times 2\,940 = 14\,600\right.$, si l'on adopte pour $\lambda_m T$ le nombre de Lummer et Pringsheim, ou bien $\frac{Nch}{R} = 4{,}965 \times 2\,920 = 14\,500$, si l'on adopte le nombre trouvé par Paschen $\left.\lambda_m T = 2\,920\right)$. Mais une erreur commise dans la mesure des températures, semblant atteindre jusqu'à 3 pour 100 pour les températures voisines de 1 500°, a conduit à considérer ce dernier nombre comme un peu trop élevé.

2° *Intensité totale du rayonnement.* — L'énergie totale par centimètre cube est égale à $\int_0^\infty F(\lambda, T)\, d\lambda$. Elle est représentée d'autre part par uT^4, d'après la loi de Stefan-Boltzmann. On a donc :

$$u = \frac{1}{T^4} \int_0^\infty F(\lambda, T)\, d\lambda,$$

ou d'après (4) :

$$u = \frac{8\pi R^4}{c^3 h^3} \int_0^\infty \frac{(x+1)\, x^2}{e^x}\, dx.$$

L'intégrale $\int_0^\infty (x+1)\, x^2 e^{-x} dx$ est le nombre 8 [1]. Par suite :

$$u = \frac{64\pi R^4}{h^3 c^3 N^4}, \tag{6}$$

ou en remplaçant $\frac{Nch}{R}$ par sa valeur 1,420 cm. × degré, trouvée plus haut,

$$u = 70{,}22\, \frac{R}{N}.$$

La constante R des gaz a pour valeur numérique :

$$R = 8{,}31 \,.\, 10^7\, \frac{\text{ergs}}{\text{degré}}.$$

---

(1) L'intégrale correspondante de Planck est $\int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1}\, dx$ dont la valeur est $\frac{\pi^4}{15} = 6.4940$.

Il vient donc :

$$N = \frac{583,5}{u} \cdot 10^7.$$

Si nous prenons pour u la moyenne des valeurs trouvées par M. Féry[1] :

$$u = 8,5\,10^{-15} \frac{\text{erg}}{c_m^3} \cdot \text{degré}^{-4}$$

correspondant à :

$$(7) \qquad \sigma = 6,4 \,.\, 10^{-12} \frac{\text{watt}}{c_m^2} \cdot \text{degré}^{-4}$$

$\left(\sigma = \pi a = \frac{cu}{4}\right.$ représente l'énergie totale dissipée par l'unité de surface du corps noir et par seconde quand $\left.T^4 - T'^4 = 1\right)$ il vient pour la constante d'Avogadro :

$$\underline{N = 68,6 \,.\, 10^{22}.}$$

Nous retrouvons presque exactement la valeur moyenne obtenue par J. Perrin.

On a d'autre part, d'après $\frac{Nch}{R} = 1,42$:

$$h = 5,73 \,.\, 10^{-27} \text{ erg. sec.}$$

au lieu de $h = 6,55 \,.\, 10^{-27}$ résultant de la formule de Planck et du nombre de Kurlbaum.

(Avec ce dernier nombre $\sigma = 5,32.10^{-12}$, qui est certainement trop faible[2], la formule de Planck donne :

$$\frac{R}{N} = 1,346 \,.\, 10^{-16} \qquad \text{ou} \qquad N = 61,7 \,.\, 10^{22};$$

avec le nombre de Féry (7) elle donne $N = 52,4 \,.\, 10^{22}$; avec la valeur

---

(1) Ch. Féry, *Ann. Ch. et Phys.*, t. XVII, p. 267 ; 1909 ; — Ch. Féry et M. Drecq, *J. de Phys.*, 5e série, t. I, p. 551 ; 1911, ce vol. p. 383.

(2) D'après des mesures récentes, le pouvoir absorbant du noir de platine serait seulement de 0,82 (H. Féry et M. Drecq, *Comptes rendus* du 9 décembre 1912). Le nombre de Kurlbaum devrait donc être majoré de plus de 18 0/0.

intermédiaire trouvée par MM. Paschen et Gerlach $\sigma = 5{,}9 \,.\, 10^{-12}$(¹), elle donnerait $N = 56{,}6 \,.\, 10^{22}$. Tous ces nombres s'écartent notablement de la valeur très probable $N = 68{,}5 \,.\, 10^{22}$, qui résulte des expériences de J. Perrin.)

III. *Répartition de l'énergie dans le spectre.* — Si nous considérons la formule (4) comme exacte, nous pouvons en déduire l'énergie E_{12} du rayonnement compris entre les longueurs d'onde λ_1 et λ_2, correspondant à des valeurs $x_1 = \frac{1{,}42}{\lambda_1 T}$ et $x_2 = \frac{1{,}42}{\lambda_2 T}$. Nous avons, en effet, d'après (6)

$$E_{1.2} = \frac{uT^4}{8} \int_{x_2}^{x_1} \frac{(x+1)x^2}{e^x}\, dx,$$

ou en remarquant que $\int (x+1)x^2 e^{-x} dx = -(x^3+4x^2+8x+8)e^{-x} + C^{te}$:

$$\frac{E_{12}}{uT^4} = \frac{x_2^3 + 4x_2^2 + 8x_2 + 8}{e^{x_2}} - \frac{x_1^3 + 4x_1^2 + 8x_1 + 8}{e^{x_1}}.$$

Un cas particulier est celui où l'intervalle considéré correspond à une octave, c'est-à-dire où $\lambda_2 = 2\lambda_1$ et $x_1 = 2x_2$. Le rapport précédent qui représente la fraction de l'énergie totale du corps noir comprise entre les longueurs d'onde λ_1 et $2\lambda_2$ devient :

$$\rho = \frac{(x_2^3 + 4x_2^2 + 8x_2 + 8)\, e^{x_2} - 8\,(x_2^3 + 2x_2^2 + 2x_2 + 1)}{8e^{2x_2}}.$$

Cette expression passe par un maximum quand x_2 est racine de l'équation :

$$e^x = 8\,\frac{2x+1}{x+1},$$

celle-ci n'est résolue que par $x = 2{,}630$, c'est-à-dire pour :

$$\lambda_2 T = \frac{1{,}42}{2{,}63} = 0{,}54.$$

La valeur correspondante de ρ est :

$$\rho = 0{,}48.$$

(¹) *Ann. der Phys.*, t. XXXVIII, p. 30; 1912.

Il s'ensuit que *les 48 centièmes du rayonnement total d'un corps noir, presque la moitié de ce rayonnement, se trouvent compris dans une seule octave*. Cette octave sera celle du spectre visible si, pour $\lambda_2 = 0,794 . 10^{-4}$ centimètre, longueur d'onde de l'extrémité rouge du spectre, on a :

$$\lambda_2 T = 0,54,$$

c'est-à-dire pour :

$$T = 6\,800^\circ \text{ A.} \quad (8)$$

C'est à cette température de 6 800° absolus que le rendement lumineux du corps noir, défini comme le rapport de son rayonnement visible à son rayonnement total, est maximum. Cette température est de même ordre que celle du soleil.

La température du soleil peut être calculée approximativement d'après la position du maximum de l'énergie dans le spectre solaire. M. Abbot[1] a trouvé récemment que le maximum d'intensité, en dehors de l'atmosphère, correspond à la radiation de longueur d'onde 0,470 μ. On a donc :

$$T_s = \frac{2\,940}{0,47} = 6\,250^\circ \text{ A.} \quad (9)$$

L'écart entre les deux températures (8) et (9) est relativement faible; il peut être dû, outre les erreurs d'observation, à une accommodation imparfaite de l'œil pour le maximum de lumière (pour une source à 6 250° absolus le rendement lumineux serait encore voisin de 47 0/0) ; il tient surtout à ce que le soleil est très loin de se comporter pour l'œil comme un radiateur intégral.

IV. *Application à la théorie des chaleurs spécifiques.* — M. Einstein a déduit de la formule de Planck la loi des chaleurs spécifiques des corps solides. Il suppose pour cela que l'énergie d'un solide se réduit à l'énergie de vibration de ses atomes, celle des électrons négatifs qui créent les périodes ultra-violettes étant négligeable. Il suppose de plus que ces atomes émettent une vibration de période constante (période propre) et que leur énergie moyenne est égale à trois fois celle d'un oscillateur linéaire placé dans une enceinte à la même température, c'est-à-dire à 3E, le facteur 3 correspondant aux trois directions de vibration possibles dans l'espace.

La chaleur spécifique d'un corps solide, rapportée à l'atome-

(1) *The Astrophysical Journ.*, V, 34, p. 197 ; 1911.

gramme, a dès lors pour expression :

$$c = 3N \frac{dE}{dT},$$

qui suivant qu'on adopte notre équation (3) ou celle de Planck,

$$E_1 = \frac{RT}{N} \frac{x}{e^x - 1},$$

peut s'écrire :

(10) $$c = 3R \frac{x^2 + x + 1}{e^x}$$

ou bien :

(11) $$c_1 = 3R \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} \qquad \text{(formule d'Einstein).}$$

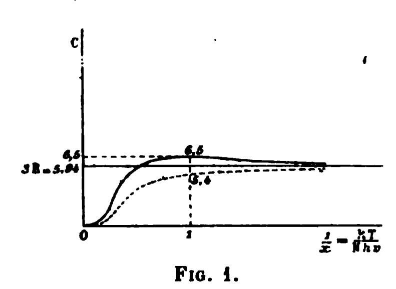


Fig. 1.

La courbe figurative (*fig.* 1) de la formule (10) a la forme générale ci-contre où c est exprimé en fonction de $\frac{1}{x}$. Elle présente un maximum pour $x = 1$ (correspondant à une fréquence propre de l'ordre de 6.10^{12} si le maximum est atteint au voisinage de la température ordinaire), comme le montre l'équation :

$$\frac{dc}{d\left(\frac{1}{x}\right)} = \frac{x^3(x-1)}{e^x}.$$

La valeur correspondante de c est :

$$c = 3R \times \frac{3}{e} = 5,94 \times 1,10 = 6,5.$$

Elle coïncide avec la constante de Dulong et Petit.

La formule d'Einstein, représentée par la courbe en pointillé (*fig.* 1),

donne elle aussi un maximum, mais notablement inférieur ($3R = 5,94$) et qui n'est atteint théoriquement que pour une valeur de $\frac{1}{x}$, ou de T, infinie.

Le fait que 6,5 représente bien la chaleur atomique moyenne d'un grand nombre de corps solides entre 15° et 100° semble venir à l'appui de notre hypothèse. Peut-être cependant ne faut-il y voir qu'une coïncidence purement fortuite. L'énergie fournie à un solide pour élever sa température ne se réduit pas, en effet, même à volume constant, à l'augmentation de la force vive de ses atomes et de ses électrons ainsi que de leur énergie potentielle réciproque. Il existe à ce point de vue une différence essentielle entre les solides et les gaz. Tandis que dans un gaz, à volume constant, une augmentation de l'énergie cinétique des molécules a simplement pour effet de rendre plus fréquents leurs changements de vitesse, sans modifier le parcours moyen, une élévation de température dans un solide laisse invariable la période de vibration des atomes (c'est du moins l'hypothèse admise) elle augmente donc l'amplitude moyenne de leur vibration. Or toute augmentation d'amplitude tend à produire une dilatation de la substance, l'amplitude moyenne étant de même ordre que la distance qui sépare deux atomes voisins. Elle tend par suite à s'accompagner d'un travail à l'encontre des forces intermoléculaires. Si l'on s'oppose à cette dilatation en maintenant le volume constant, il faut encore effectuer un certain travail pour modifier la disposition relative des atomes de façon à leur permettre de vibrer simultanément autour de leur position d'équilibre sans modifier leur fréquence. Dans les deux cas, la variation de l'énergie des oscillateurs semble devoir entraîner une autre dépense d'énergie, de même ordre que la première.

Ce que nous avons appelé c ne représente donc en réalité ni la chaleur spécifique à pression constante, la seule qu'on sache déterminer, ni même la chaleur spécifique à volume constant, comme on l'admet quelquefois. C'est simplement une fraction de la chaleur spécifique.

On peut ajouter que c ne représente même pas, à proprement parler, la variation de l'énergie de vibration des atomes à l'intérieur d'un corps solide. Si l'on veut représenter les phénomènes d'une façon rigoureuse, il n'est pas permis de substituer à l'oscillateur à trois dimensions trois oscillateurs linéaires et d'admettre que l'hypothèse des quanta (sous quelque forme qu'on l'envisage) s'applique

simplement à ces derniers. L'hypothèse perd alors tout son sens puisqu'il s'agit d'oscillateurs fictifs, choisis d'une façon arbitraire. Si, d'autre part, on essaie de l'appliquer à l'oscillateur réel, on trouve des résultats différents et d'ailleurs également discutables.

Conclusion. — En résumé, s'il paraît désormais certain qu'une discontinuité doive être introduite dans les théories physiques pour rendre compte des phénomènes du rayonnement, il semble que celle-ci puisse être limitée à un domaine fini au delà duquel les anciennes théories demeurent applicables. En supposant l'énergie répartie entre les différents oscillateurs présents dans une enceinte isotherme conformément à la loi de Maxwell, avec cette seule restriction que les oscillateurs qui devraient, d'après cette loi, posséder une énergie inférieure à un certain quantum, restent au repos, nous avons énoncé l'hypothèse limite qui permet de maintenir dans la plus grande mesure possible la notion de variation de l'énergie par voie continue. Cette hypothèse conduit à une formule du rayonnement noir qui semble pouvoir être rapprochée de celle de Planck et qui donne à certains égards des concordances remarquables avec les résultats d'observation.

ABSORPTION D'ÉNERGIE DANS UN GAZ PARCOURU PAR UN COURANT ÉLECTRIQUE

Par M. A. CHASSY.

J'ai montré [1] qu'en soumettant un gaz, dans un appareil à effluves, à l'action de hautes tensions alternatives, la quantité de chaleur U dégagée par seconde était proportionnelle à la quantité d'électricité débitée. J'avais vérifié cette loi fondamentale en opérant sur l'hydrogène à la pression atmosphérique. Elle se vérifie également aux pressions inférieures, comme je l'ai constaté en faisant varier la pression du gaz depuis une atmosphère jusqu'à 1 millimètre de mercure environ.

A mesure qu'on raréfie un gaz, sa cohésion diélectrique, mesurée par la tension critique qui commence le second régime, va en diminuant, comme il est connu; le gaz devient pour ainsi dire meilleur conducteur. La chaleur dégagée par un même courant est également

---

(1) CHASSY, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 826; 1912.

d'autant plus faible que la pression est plus basse. Je trouve, pour un même gaz, en faisant varier la pression, que le dégagement de chaleur résultant d'un même courant alternatif de charge, est sensiblement proportionnel à la tension critique. Ainsi, pour une pression 40 fois plus faible, la tension critique était devenue 11,5 fois plus petite et le dégagement de chaleur 10,2 fois plus petit. L'échauffement est donc bien plus faible dans les gaz raréfiés que dans les appareils à pression atmosphérique, analogues aux tubes à ozone; mais dans tous les cas la relation indiquée entre U et le débit existe toujours avec une grande exactitude, même pour des courants variant dans le rapport de 1 à 20. Ces lois constatées avec l'hydrogène se vérifient aussi avec l'azote, gaz qui n'est pas non plus altéré par la décharge et qui, par suite, donne des résultats bien réguliers.

Il m'a semblé intéressant de vérifier si la proportionnalité de l'absorption d'énergie à la quantité d'électricité circulant dans le gaz avait lieu dans d'autres conditions. Dans ce qui précède, le gaz n'était pas en contact avec des électrodes. J'ai alors opéré avec des tubes de Geissler dont la partie capillaire était entourée d'un petit calorimètre à liquide isolant. Le courant alternatif alimentant le tube était mesuré soit avec un électrodynamomètre, soit à l'aide d'un électromètre en dérivation sur une grande résistance parcourue par ce courant. En remplaçant cette résistance par un condensateur, je n'obtenais pas des résultats réguliers, par suite des fortes charges électrostatiques engendrées par les tubes de Geissler.

Là encore j'ai constaté la même loi. Les conditions expérimentales de décharge sont cependant très différentes. En effet, tout d'abord, ce qui est un fait connu, à un débit plus fort correspond un léger abaissement de tension aux bornes, tandis qu'avec les tubes sans électrodes le débit, quand le second régime est franchement établi, croît à peu près proportionnellement à la tension.

Ensuite, en faisant varier la fréquence pour les mêmes tensions, on modifie U dans le même rapport avec les tubes sans électrodes, tandis qu'on ne le modifie pas avec les tubes de Geissler. Cela s'explique très bien par la proportionnalité de la chaleur et du courant. Dans le cas du tube sans électrodes, pour une même tension, à chaque alternance s'établit une charge déterminée à laquelle correspond chaque fois une même quantité de chaleur. Le même phénomène se reproduit à chaque alternance, de sorte que le débit et la

chaleur dégagée par seconde sont proportionnels au nombre de périodes par seconde. Avec les tubes de Geissler, le gaz joue à peu près (au point de vue qualitatif seulement), le rôle d'un conducteur aux deux bouts duquel on applique une certaine tension. Si l'alternance dure 2 fois moins, la quantité correspondante d'électricité débitée est 2 fois plus petite. Il en est de même de la chaleur dégagée par période, de sorte que U n'est pas changé. On constate bien en effet que, dans ces deux cas différents, les modifications de fréquence produisent à la fois les mêmes changements sur U et sur la quantité totale, en valeur absolue, d'électricité débitée par seconde.

On peut donc énoncer en toute généralité cette loi fondamentale, concernant les gaz, comme celle de Joule concerne les conducteurs proprement dits solides ou liquides : *La quantité de chaleur dégagée dans un gaz est proportionnelle à la quantité d'électricité qui le traverse.* Il s'agit ici de la valeur absolue de cette quantité d'électricité, car le dégagement de chaleur est indépendant du sens du courant. On voit donc que U est proportionnel à la somme des valeurs absolues des quantités d'électricité mises en mouvement.

On peut dire encore, qu'à chaque instant : *La quantité de chaleur* U *dégagée dans un gaz est proportionnelle à l'intensité du courant.*

On trouve, il me semble, une vérification indirecte de la loi que j'exprime, dans le phénomène de l'arc électrique à courant continu dont les conditions expérimentales sont cependant bien différentes et mal déterminées d'abord. Ayrton a montré qu'à partir d'une intensité suffisante, en opérant avec une distance déterminée des charbons, la tension restait constante malgré l'augmentation de l'intensité. On peut expliquer cela, au point de vue énergétique, en admettant qu'à partir d'une certaine intensité, les chutes de tension ou pertubations aux électrodes ne varient plus ; le phénomène se régularise et alors, dans la colonne gazeuse, la chute de potentiel devient indépendante de l'intensité du courant ; il en résulte que la puissance ei consommée dans cette colonne est proportionnelle à l'intensité du courant.

De cette loi fondamentale découle nécessairement l'influence des dimensions. Pour un même courant, dans les mêmes conditions expérimentales, la chaleur U est proportionnelle à la longueur, comme je l'ai constaté expérimentalement dans mes appareils à effluves, et comme d'ailleurs cela est évident *a priori*. Elle est indé-

pendante de la section. Cela encore est naturel : supposons en effet que la hauteur de l'appareil à effluves devienne deux fois plus petite ; il en sera de même nécessairement de la section du flux de décharge et par suite, la capacité, la quantité d'électricité qui s'écoule et la chaleur dégagée seront aussi divisées par 2, en maintenant la même tension. Donc, si en augmentant la tension on maintient le débit constant malgré la diminution de section, la chaleur U sera bien la même que si la section n'avait pas varié.

Pour que la loi sur l'intensité se vérifie bien, il faut évidemment se placer toujours exactement dans les mêmes conditions d'expérience, par exemple pour la pression et la température. La même chose a lieu pour la loi de Joule sur la proportionnalité au carré de l'intensité : elle ne se vérifierait pas, en apparence, pour un conducteur donné dont on laisserait la température s'élever sous l'influence de la chaleur dégagée ; elle ne se vérifie que si l'on tient compte de la variation de résistance avec la température, ou si l'on s'arrange pour que la température s'élève peu. Il en est de même pour les gaz. Il faut refroidir suffisamment pour que l'échauffement ne modifie pas le phénomène. Les différences profondes qui existent entre ces deux lois sur les gaz et sur les conducteurs proprement dits sont appelées certainement à fournir de nouveaux aperçus sur le mécanisme exact de la propagation de l'électricité.

LE VOL A LA VOILE (1).

Par M. VASILESCO KARPEN.

IV

Évaluation des puissances intervenant dans le vol à la voile [*équation* (6)]. — *La puissance empruntee au vent* a pour expression :

$$U = \frac{P}{g}\beta v' \cos\gamma - \frac{d}{dt}\frac{1}{2}\frac{P}{g}\beta^2. \tag{9}$$

---

(1) Voir ce vol., p. 101. Errata : Dans la première partie de cet article, p. 104, équation (6), il faut lire $-\frac{d\beta}{dt}$ au lieu de $+\frac{d\beta}{dt}$.

On peut considérer, comme puissance captée, le premier terme de U seulement, et dire que cette puissance sert, en partie, pour la sustentation et la pénétration pertes comprises, et en partie pour accumuler de l'énergie, soit sous forme d'énergie potentielle gravifique Ph, soit sous forme de force vive $\frac{1}{2}\frac{P}{g}\beta^2$; la proportion entre ces deux sortes d'énergie étant déterminée par la variation de β, qui peut être telle que la hauteur reste constante, que l'oiseau vole dans un plan horizontal, et que la régulation du vol se fasse exclusivement par la variation de β, qui est elle-même produite par la variation de l'angle d'attaque i [équation (5)].

Lorsque T est suffisamment grand, ou lorsque β a la même valeur au commencement et au bout du temps T, la puissance moyenne a pour expression :

$$U_m = \frac{P}{gT}\int_0^T \beta v' \cos\gamma. \tag{10}$$

La puissance de sustentation et de pénétration en ligne droite est :

$$U_{ps} = \frac{P^2}{KS\beta} + K'S'\beta^3,$$

elle est rendue minimum par la vitesse relative :

$$\beta = \beta_1 = 15{,}2P^{\frac{1}{6}}.$$

qu'il faut adopter en vol plané pour descendre avec la moindre vitesse.

Mais dans le vol à la voile, la meilleure vitesse est la vitesse β_0, qui rend minimum l'accélération du vent nécessaire au vol (p. 107) :

$$v' = g\left[\frac{P}{KS\beta^2} + \frac{K'S'}{P}\beta^2\right].$$

Il est à remarquer qu'on peut faire varier largement β autour de β_0, avant que v' ou U_{ps}, augmentent sensiblement ; on s'en rend compte par le tableau suivant :

(11)

$\frac{\beta}{P^{\frac{1}{6}}} =$	10	15	18	20	22	25	30	m. par sec.
$v' =$	0,56	0,33	0,29	0,28	0,29	0,31	0,38	m. par sec².
$\frac{U_{ps}}{P^{\frac{7}{6}}} =$	0,61	0,51	0,53	0,58	0,66	0,80	1,17	kgm. par sec.

La perte de puissance dans les virages:

$$U_v = 0{,}06 \left[\frac{v' \sin \gamma}{\beta} + \frac{\beta}{\rho}\right]^2 \beta P^{\frac{1}{3}},$$

ne devient sensible que si ρ est petit, et alors $\frac{v' \sin \gamma}{\beta}$ devient négligeable.

Si l'oiseau doit tourner de l'angle α pendant le temps t_1, on a $\alpha = \beta t_1$, et

$$(12) \qquad U_v = 0{,}06 \left[\frac{\alpha}{t_1}\right]^2 \beta P^{\frac{1}{3}},$$

pour une seconde de temps par 20° d'angle et pour $\beta = \beta_0$, on a $U_v = 0{,}15\ P^{\frac{1}{2}}$. On voit que cette perte de puissance est petite par rapport à U_{ps} ; elle n'a d'ailleurs lieu que dans les parties fortement courbées de la trajectoire.

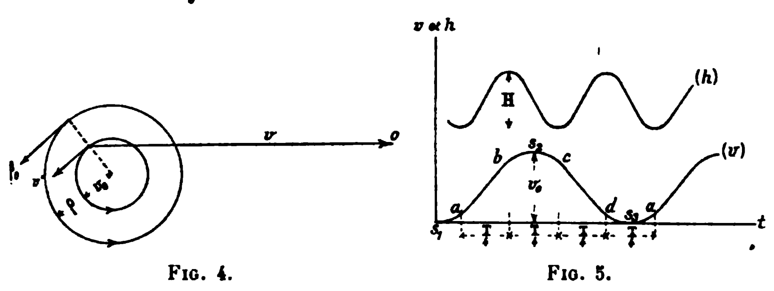


FIG. 4. FIG. 5.

Perte d'énergie due à l'accélération verticale. — La hauteur h varie par rapport au temps, suivant une courbe (h) (*fig.* 5) qu'on peut assimiler à une sinusoïde ; la perte entre deux sommets de cette courbe distants en hauteur de H et en temps de t_2 est :

$$(13) \qquad U_h = \frac{P^2}{KS\beta g^2} \int_0^{t_2} \left(\frac{d^2h}{dt^2}\right)^2 dt = 0{,}7\ \frac{H^2}{\beta t_2^3}\ P^{\frac{1}{3}}.$$

L'oiseau peut toujours rendre cette perte négligeable en diminuant la variation de h par la variation de β.

Puissance probable des oiseaux. — La puissance que doit développer un oiseau rameur est — au rendement près — de l'ordre de celle dépensée dans le vol à la voile. D'après ce qu'il a été dit plus haut,

cette puissance, pour un oiseau pesant P kilogrammes, doit être de $P^{\frac{7}{6}}$ kilogrammètres, soit par kilogramme de poids $P^{\frac{1}{6}}$ kilogrammètres ou 0,013 $P^{\frac{1}{6}}$ cheval-vapeur.

V

Exemples de vents permettant le vol à la voile. — a) *Vent périodique variable en grandeur et direction, pouvant être représenté par un vecteur dont la pointe O est fixe et dont l'autre extrémité parcourt, avec une vitesse v', un cercle horizontal de rayon v_0 (fig. 4).* C'est le vent parfait au point de vue du vol à la voile.

La trajectoire relative parcourue par l'oiseau avec la vitesse β_0 sera un cercle horizontal de rayon $\rho = v_0 \frac{\beta_0}{v'}$, la vitesse β_0 étant constamment parallèle à l'accélération v' du vent ($\gamma = o$).

L'équation (8) donne, T étant la période du vent :

$$v' = 0{,}284 + 0{,}6P^{\frac{1}{3}} \frac{\beta_0^2}{\rho^2} = 0{,}284 + \frac{23{,}7}{T^2} P^{\frac{1}{3}},$$

et l'on a :

$$v_0 = \frac{v'T}{2\pi} = 0{,}045T + \frac{3{,}77}{T} P^{\frac{1}{3}},$$

$$\rho = \beta_0 \frac{T}{2\pi} = 3{,}2TP^{\frac{1}{6}}.$$

Pour $P = 1$, $T = 30$ sec., l'on doit avoir, pour assurer strictement le vol, $v' = 0{,}31$ m : sec.^{2} $v_0 = 1{,}48$ m : sec. $\rho = 96$ mètres.

b) *Vent horizontal de direction invariable et de vitesse périodiquement variable suivant la courbe a, b, c, d, a de la fig.* 5.

Le vent est supposé tout juste suffisant pour assurer le vol à la voile.

L'oiseau gardera une vitesse relative moyenne β_0 et manœuvrera de la façon suivante : Pendant que le vent augmente de a en b, l'oiseau volera *contre le vent* en gagnant une hauteur H et β augmentera de $\beta_0 - \Delta\beta$ à $\beta_0 + \Delta\beta$; de b en c il décrit un arc de cercle et descend de H pendant que β diminue à $\beta_0 - \Delta\beta$; de c en d il vole *dans le sens du vent* en remontant de H, β augmente à $\beta_0 + \Delta\beta$; enfin de d en a il décrit un arc de cercle, redescend de H, et β revient à $\beta_0 - \Delta\beta$.

De a en b et de c en d la direction du vol fait avec le vent l'angle γ. Les arcs de cercle sont ouverts de $(\pi - 2\gamma)$.

La courbe de la hauteur en fonction du temps est une courbe périodique (h) (*fig.* 5), de fréquence double de celle du vent.

Par cette manœuvre, l'oiseau profite tout aussi bien de la diminution du vent que de son augmentation, et les choses se passent comme si les parties descendantes de la courbe du vent étaient retournées vers le haut, c'est-à-dire comme si le vent augmentait toujours.

Écrivant que l'énergie empruntée au vent est égale à l'énergie dépensée, pendant T et pendant $\frac{T}{4}$, on obtient pour $P = 1, \beta_0 = 20$ m : sec., en utilisant les relations (9), (10), (12), (13) et le tableau (11) :

$$v_0 \cos\gamma = 0{,}15T + \frac{2.4}{T}(\pi - 2\gamma)^2 + 2{,}25\frac{H^2}{T^3},$$
$$H = 2v_0 \cos\gamma - 4\Delta\beta - 0{,}15T - 2{,}25\frac{H^2}{T^3}.$$

Lorsque T *est relativement grand*, l'oiseau trouve avantage à adopter $\gamma = o$: ainsi pour T = 40 sec., on trouve $v_0 = 6{,}6$ m : sec., et

$$H = 7.2 - 4\Delta\beta,$$

le terme dû à l'accélération verticale égal à 0,002 étant négligeable.

Si l'on veut que la trajectoire soit horizontale (H = o), il suffit de faire varier β entre 18.2 m : sec. et 21,8 m : sec. (Δβ = 1,8).

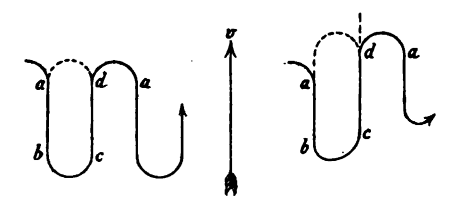


Fig. 6 et 7.

Les trajectoires horizontales relative et absolue sont représentées à l'échelle sur les *fig.* 6 et 7.

Si, au lieu de décrire les demi-cercles alternativement à droite et à gauche, l'oiseau les décrivait toujours à gauche, les trajectoires auraient les formes indiquées en pointillé.

Dans les deux cas, l'oiseau n'avance que momentanément contre le vent; il est en définitive emporté dans la direction du vent avec la

vitesse moyenne de celui-ci ; il ne pourrait avancer contre le vent que si l'accélération de celui-ci était supérieure à celle strictement nécessaire pour le vol.

Lorsque, au contraire, T *est petit*, l'oiseau trouve avantage à adopter un angle γ différent de zéro, pour diminuer la perte dans les virages ; ainsi pour T = 6 sec., la plus petite valeur de v_0 correspond à $\gamma = \frac{\pi}{4}$, pour lequel on trouve $v_0 = 2{,}7$ m : sec., tandis que, pour $\gamma = o$, on aurait $v_0 = 4{,}8$ m : sec.

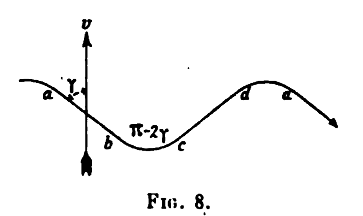


Fig. 8.

Pour que la trajectoire (*fig.* 8) reste horizontale il faut que $\Delta\beta$ soit égal à 0,8 m : sec. :

La plus petite valeur v_0 permettant le vol à la voile est d'environ 2,4 m : sec. ; au-dessous de cette valeur, quel que soit T, le vol à la voile n'est plus possible.

c) *Essor d'un voilier par vent horizontal violent, mais de direction invariable et de vitesse uniforme v.* — L'oiseau dirige son axe dans un sens contraire au vent, ouvre les ailes et, adoptant l'angle d'attaque *i* correspondant à la vitesse relative initiale $\beta = v$ [équation (5)], s'élève et perd progressivement cette vitesse en modifiant en conséquence son angle d'attaque ; arrivé au bout du temps T à une hauteur H avec la vitesse β_k, il commence à descendre et arrive à terre au bout du temps T'.

L'équation (6) multipliée par βdt et intégrée de o à T, donne pour P = 1 :

$$\frac{v^2 - \beta_k^2}{2g} = U_{ps}T + U_h + H.$$

U_{ps} et U_h ayant les valeurs moyennes pour β compris entre v et β_k. Pour $v = 20$ m : sec. et $\beta_k = 10$ m : sec., il vient :

$$15 = 0{,}6T + \frac{H^2}{T^3} + H.$$

Le maximum de la hauteur à laquelle peut s'élever l'oiseau est d'environ 11 mètres ; il correspond à T = 5 sec.

Cet essor aurait été observé par Mouillard.

Les cas théoriques traités sous a), b) et c) me semblent encadrer assez bien les cas réels ; je dois toutefois faire remarquer qu'en réalité l'oiseau ne pourra pas maintenir constamment $\gamma = 0$; il faudrait pour cela lui supposer un sens spécial lui permettant non seulement de sentir la direction de la moindre variation du vent, mais de la *pressentir* pour se diriger en sens contraire de sa direction pendant même que la variation se produit. Autrement il y aura toujours un retard du mouvement de l'oiseau sur la variation du vent, ce qui fera que γ ne sera pas nul toutes les fois qu'il y aurait avantage à ce qu'il le fût. Les conclusions restent pourtant les mêmes, la marge que j'ai donnée à l'accélération du vent nécessaire au vol (30 à 50 cm : sec.^{2}) étant, en général, suffisante pour comprendre aussi l'effet de ce retard.

VI

Théories existantes. — Les théories émises sur le vol à la voile envisagent surtout le vent considéré plus haut sous b); la plus ancienne de toutes peut se résumer de la façon suivante : « L'oiseau volant contre le vent, monte en perdant de sa vitesse absolue pendant que le vent augmente, puis, lorsque le vent diminue, l'oiseau descend en rattrapant la vitesse perdue. Au bout d'une période, β et h reviennent, ainsi que la vitesse du vent, à leurs valeurs initiales. »

Par exemple dans le cas de la *fig.* 5, la vitesse serait $\beta + \Delta\beta$ dans la région $b - c$; et $\beta - \Delta\beta$ dans la région $d - a$; avec une moyenne β.

Telle est la théorie dite des *montagnes russes*, imaginée par Langley et reçue par divers auteurs. Elle est inacceptable, car l'énergie empruntée au vent pendant une période :

$$\frac{P}{g}\int_0^T (\beta \cos\gamma dv - \beta d\beta) = \frac{P}{g}\int_0^T \beta \cos\gamma dv,$$

est nulle, cos γ étant égal à 1 de s_1 en s_2 et à — 1 de s_2 en s_3.

Pour que l'énergie empruntée au vent soit positive au bout d'une période, sans que l'oiseau change la direction de son vol, il faut que la moyenne de β soit plus grande *pendant* que le vent augmente que

pendant que le vent diminue. Il en résulte que, pendant que le vent reste stationnaire, la vitesse relative doit forcément varier : de b en c elle diminuera de $2\Delta\beta$, l'oiseau gagnant de la hauteur ; de d en a elle augmentera de $2\Delta\beta$ l'oiseau descendant. Dans ces conditions, l'énergie empruntée au vent pendant une période est :

$$\frac{P}{g} \times v_0 \times 2\Delta\beta.$$

Elle est bien plus petite (dans le rapport de $\Delta\beta$ à β_0) que dans le cas où l'oiseau change la direction du vol suivant l'accélération du vent. D'un autre côté l'énergie dépensée est plus grande à cause de la perte considérable due à l'accélération verticale qui est inévitable.

D'ailleurs, la manœuvre, indiquée par cette théorie ainsi modifiée, inférieure au point de vue quantitatif, n'est guère acceptable physiologiquement.

Théorie du vent louvoyant [1]. — Suivant cette théorie qui serait applicable surtout dans le cas d'un vent rapidement variable : « La vitesse absolue V conserve une direction générale normale à la direction du vent variable. L'oiseau maintient son axe dans une direction normale au vent et, recevant le vent tantôt d'un côté, tantôt de l'autre, oscille sous son influence, comme une balle par deux raquettes et décrit une trajectoire en crochets, en orientant ses ailes de façon à provoquer une composante, de la réaction du vent, parallèle à la direction générale du mouvement. »

On peut prouver, sans entrer dans les détails d'ailleurs ingénieux de cette théorie, qu'elle est insuffisante pour expliquer le vol à la voile. Soient (*fig.* 9) :

$$v = \frac{v_0}{2} \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

la vitesse du vent, B et A les composantes de V suivant la direction du vent et suivant une direction normale.

La vitesse A est oscillatoire, de même période que v, et son maximum, qui a lieu au moment où elle devient égale à v, est en retard de t_1 sur le maximum de v, on doit donc avoir :

$$A = \frac{v_0}{2} \cos \frac{2\pi}{T} t_1 \sin \frac{2\pi}{T} (t - t_1).$$

---

(1) Voir Alexandre Sée : *Les lois expérimentales de l'aviation.*

L'énergie empruntée au vent est :

$$W = \frac{P}{g}\int_0^T \beta dv \cos\gamma = \frac{P}{g}\int_0^T (v - A)\, dv = \frac{\pi v_0^2}{8} \sin\frac{4\pi}{T} t_1,$$

car

$$\cos\gamma = \frac{v - A}{\beta}.$$

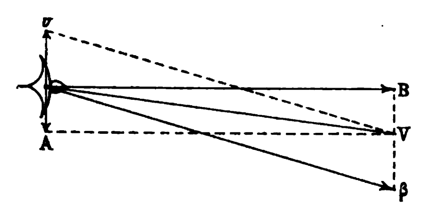


Fig. 9.

Cette énergie dépend du retard t_1, elle peut être nulle ; je supposerai, au contraire, que l'oiseau, loin de jouer le rôle passif que lui attribue cette théorie, s'arrange pour capter le maximum d'énergie, ce qui a lieu pour :

$$t_1 = \frac{T}{8},$$

$$W_{max.} = \frac{\pi v_0^2}{8} \frac{P}{g}.$$

D'un autre côté, je réduirai les dépenses à celles minima nécessaires pour la sustentation et la pénétration :

$$W'_{min.} = 0{,}51 P^{\frac{7}{6}} T \quad \text{(tableau 11)}.$$

En réalité, les dépenses sont beaucoup plus considérables, car cette théorie ne suppose pas l'attaque de front ; je néglige d'ailleurs l'influence de la variabilité de β, ainsi que les pertes dues aux courbes et à l'accélération verticale.

Pour que le vol soit possible, il faut que :

$$W_{max.} = W'_{min.} \qquad \text{ou} \qquad \frac{2v_0}{T} = \frac{25}{v_0} P^{\frac{1}{6}}.$$

Cette dernière formule montre que, malgré les hypothèses aussi favorables que peu justifiées admises, pour que le vol à la voile sui-

vant cette théorie fût possible, il faudrait des vents d'accélération moyenne $\frac{2v_0}{T}$ invraisemblable.

VII

Le vol à la voile peut aussi être pratiqué par *vent constant par rapport au temps, mais variable d'un point à l'autre de l'espace.*

On pourra encore appeler accélération totale du vent le vecteur :

$$v' = \left[\frac{dv}{dt}\right].$$

$[dv]$ étant la variation géométrique du vent entre les positions de l'oiseau au commencement et à la fin du temps dt. Dans ce cas c'est l'oiseau lui-même qui, par le choix de sa trajectoire, crée, pour ainsi dire, l'accélération du vent nécessaire au vol.

L'accélération ainsi définie joue, au point de vue du vol à la voile, le même rôle que l'accélération vraie du vent.

Si, pour simplifier, on néglige les pertes U_v et U_h, et si l'on suppose β presque constant et le vent vertical nul, l'équation (6) devient :

$$\frac{P}{g} v' \cos\gamma = \frac{P^2}{ks\beta^2} + k's'\beta^2 + \frac{P}{\beta}\frac{dh}{dt}. \quad (14)$$

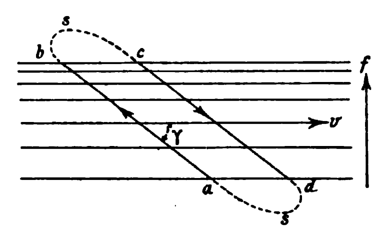


Fig. 10.

Je me bornerai à examiner les deux cas suivants :

1° *Vent dont la vitesse, ayant partout la même direction, est constante suivant un plan vertical parallèle au vent et augmente uniformément de v'_1 m : sec. par mètre de distance, mesurée suivant la flèche horizontale f (fig. 10) normale au vent.*

L'oiseau dirigera sa vitesse relative β de façon à faire constam-

ment un même angle γ avec v ; l'oiseau volera dans le sens contraire au vent *a-b*, s'il se dirige du côté où le vent augmente, et dans le sens du vent *c* — *d*, s'il se dirige du côté où le vent diminue.

Si l'on remplace v' par sa valeur $\beta v'_1 \sin \gamma$, l'équation précédente devient :

$$v'_1 = \frac{2g}{\sin 2\gamma}\left[\frac{P}{KS\beta^2} + \frac{K'S'\beta^2}{P}\right]\frac{1}{\beta}.$$

La plus petite valeur de v'_1 permettant le vol à la voile est :

$$v'_1 = \frac{0,025}{P^{\frac{1}{6}}} \text{ mètre-seconde,}$$

elle correspond à :

$$\gamma = \frac{\pi}{4} \qquad \text{et à} \qquad \beta = 26P^{\frac{1}{6}} \text{ mètre-seconde.}$$

Le vol à la voile est donc possible, pour un oiseau pesant 1 kilogramme, si la variation de la vitesse du vent entre deux plans verticaux distants d'un mètre est supérieur à 25 millimètres par seconde.

Si l'oiseau doit exécuter d'autres évolutions, par exemple, parcourir le trajet *a*, *b*, *s*, *c*, *d*, *s*, *a*, la variation du vent doit être plus grande, pour que l'oiseau puisse accumuler en hauteur ou en force vive, l'énergie nécessaire pour parcourir les arcs *s*.

2° *Vent dont la vitesse, constante dans un même plan horizontal, varie en grandeur et direction, suivant une verticale.*

Pour tirer parti d'un tel vent, l'oiseau doit forcément varier sa hauteur. Soit v'_2 m : sec., le vecteur représentant en grandeur et direction la variation géométrique du vent par mètre de hauteur.

$$v' = v'_2 \frac{dh}{dt} = v'_2 h'.$$

La projection horizontale de la trajectoire optimum se détermine comme dans le cas de l'accélération vraie du vent, en prenant $\gamma = 0$.

L'équation (14) devient :

$$v'_2 = \frac{g}{h'}\left[\frac{P}{KS\beta^2} + \frac{K'S'}{P}\beta^2\right] + \frac{g}{\beta}.$$

Le minimum de v'_2 est d'environ $0,3P^{-\frac{1}{6}}$ mètre-seconde, mais il

correspond à de trop grandes vitesses h' et β; pour $\beta = 30P^{\frac{1}{6}}$ et $h' = 6P^{\frac{1}{6}}$, l'on a $v_2' = 0{,}4P^{-\frac{1}{6}}$ mètre-seconde.

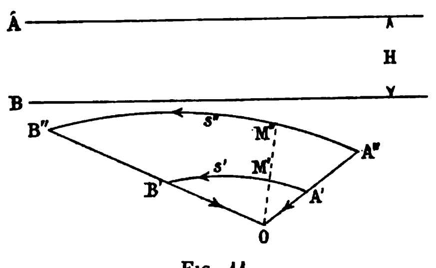


Fig. 11.

A titre d'exemple, considérons deux plans horizontaux A et B (*fig.* 11). Soient OA′ et OB′ les vitesses du vent au-dessus de A et au-dessous de B, et supposons qu'entre A et B la vitesse varie uniformément suivant l'arc A′B′ de longueur s'. Le vol sera possible si :

$$v_2' = \frac{s'}{H} > 0{,}4P^{-\frac{1}{6}} \text{ mètre-seconde.}$$

La trajectoire horizontale sera une courbe s'' telle que :

$$\frac{(OM') \text{ m.}}{(OM'') \text{ m.-sec.}} = \frac{\beta}{v'}.$$

Les vitesses OA′ et OB′ étant égales et à angle droit, si s'' est un quart de cercle et si $H = 20$ mètres, le vol sera possible si $OA' > 5{,}1$ m : sec.

Ainsi : *Deux couches de vent horizontales, superposées et distantes de* 20 *mètres, de vitesses égales à* 5,1 *m : sec. et de directions rectangulaires permettent à un oiseau d'un kilogramme d'aller indéfiniment d'une couche à l'autre sans dépense de travail.*

La durée de la descente pourrait atteindre cinq minutes.

J'ai eu l'occasion de voir pratiquer ce genre de vol par une hirondelle, qui profitait de couches d'air de vitesses différentes dues à l'obstacle opposé au vent par une grande bâtisse.

(Dans les *fig.* 10 et 11, chacun des éléments des courbes *a*, *b*, *s*. *c*, *d*, *s*, et A′M′B′, constitue la trajectoire relative seulement au moment où l'oiseau s'y trouve).

VIII

L'invention des moteurs légers a diminué l'intérêt pratique du vol à la voile ; il est néanmoins naturel de se demander si l'homme pourrait le pratiquer.

La formule : $4S = P^{\frac{2}{3}}$ exprime que les voiliers sont des solides géométriquement semblables.

La nature s'est trouvée dans l'impossibilité de créer des voiliers dépassant 10 kilogrammes ; la raison en est que des ailes semblables ne sont pas également résistantes aux efforts qu'elles ont à supporter. Le module de résistance de la section d'une aile est proportionnel au carré de l'épaisseur, c'est-à-dire à $P^{\frac{2}{3}}$; tandis que le moment de flexion qui tend à la briser est proportionnel à $\frac{P}{S}$ et au carré des dimensions linéaires, c'est-à-dire en tout à P. Les ailes sont donc relativement d'autant plus faibles que l'oiseau est plus lourd.

Grâce à des matériaux plus résistants et à certains artifices, l'homme possède les moyens de construire des appareils volants dépassant 500 kilogrammes et satisfaisant largement à la formule ci-dessus ; les aéroplanes en sont la preuve.

D'un autre côté on a vu que l'accélération du vent nécessaire au vol à la voile, indépendante du poids, est proportionnelle à $\sqrt{\frac{K'S'}{KS}}$; je pense que sinon par le choix du fuselage et du profil de l'aile, du moins par la diminution du rapport $\frac{S'}{S}$, l'homme pourrait dépasser l'oiseau à ce point de vue. Il ne lui serait inférieur qu'au point de vue de l'utilisation du vent ascendant et des pertes dues aux virages et à l'accélération verticale.

Ainsi l'homme peut créer l'organe du vol semblable à celui des meilleurs voiliers. Pourrait-il s'en servir ?

Les plus grosses difficultés semblent devoir être les suivantes :

Il lui faudrait d'abord un indicateur sensible lui montrant à chaque instant la direction de la variation du vent, et les moyens de diriger son vol en sens contraire de cette variation. Ce n'est pas inconcevable.

Ensuite il lui faudrait disposer des moyens nécessaires pour garder l'angle d'attaque aux environs de :

$$i = \frac{P}{KS\beta_0^2} = \frac{1}{69},$$

c'est-à-dire aux environs de *un degré*. Ce n'est pas non plus inconcevable.

APPAREILS ET DISPOSITIFS DIVERS [1].

1° INSTALLATION COMPLÈTE POUR LA PRODUCTION D'ÉTINCELLES DE RÉSONANCE A L'USAGE DES SPECTROSCOPISTES.

Transformateur à résonance à champ magnétique ouvert. — La construction de cet appareil est basée sur les expériences de MM. Hemsalech et Tissot, qui ont attiré l'attention dès 1907 [2] sur le grand avantage présenté par un transformateur à circuit magnétique ouvert utilisé au régime de résonance. L'appareil actuel résonne par une série de capacités variant entre 0,0065 microfarad et 0,19 microfarad et suffit complètement aux diverses applications spectroscopiques telles que la production des spectres d'étincelles et des spectres de flamme d'après la méthode de MM. Hemsalech et de Watteville.

Bobines de self-inductions. — Ces bobines sont insérées dans le circuit de décharge du condensateur et servent à éliminer les raies de l'air et à rendre les raies métalliques plus fines et nettes ; elles sont particulièrement recommandées pour l'étude du phénomène de Zeeman où on désire avoir une grande finesse des raies.

Analyseur d'étincelles de M. Hemsalech. — Cet appareil permet d'observer directement les oscillations ou intermittences de la décharge sans avoir recours à un miroir tournant ou procédé analogue. La décomposition de l'étincelle se fait à l'aide d'un courant d'air dirigé contre une étincelle qui jaillit entre les électrodes d'un

(1) Ces appareils ont été exposés aux séances de Pâques de la Société française de Physique, les premiers par M. Pellin constructeur et le second par l'auteur.
(2) *C. R. Acad. Sc.*, t. CXLIV, p. 262 ; 1907.

éclateur spécial. Le phénomène est assez stable pour qu'on puisse l'étudier à l'aise [1].

2° NOUVELLE POMPE A VIDE.

Cette pompe, construite par M. Roubaud, professeur de physique au Lycée Lakanal, fait le vide de Crookes en partant de la pression atmosphérique.

Dans un corps de pompe vertical (*fig.* 1) pénètre par le bas un piston. L'herméticité est assurée par du mercure contenu dans un réservoir annulaire qui fait corps avec le piston.

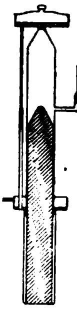


Fig. 1.

Quand le piston *descend*, il y a à la fois aspiration de gaz par un tube latéral et aspiration de mercure par le joint piston-corps de pompe.

Quand le piston *monte*, le gaz enfermé dans la chambre est chassé avec le mercure à la partie supérieure de la pompe par un orifice que ferme un clapet. Le mercure redescend, dans le réservoir annulaire mobile, par un tuyau de déversement.

Avec cet appareil le gaz peut être recueilli. En outre par adjonction d'une chambre supplémentaire superposée à la chambre principale, on peut expulser loin de celle-ci à une pression très faible. On peut aussi ajouter un dispositif spécial permettant de régler à volonté la quantité de mercure aspirée dans la chambre à chaque coup de piston.

Enfin on pourrait aisément obtenir le double effet.

---

[1] *C. R. Sc.*, t. CXL, p. 1103 ; 1905 ; t. CXL, p. 1322 ; 1905 ; *La Science au XXe siècle*, p. 293 à 329 ; 1905.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLVI, n°s 11, 12, 13 et 14; mars-avril 1913.

E.-H. AMAGAT. — Sur les courbes de saturation et la loi des états correspondants. — P. 843.

Addition à la note précédente (1) des courbes de saturation $\left(\text{abscisses : pressions réduites; ordonnées : } \frac{pv}{T}\right)$ des alcools éthylique et méthylique, de l'hélium, benzène, argon. La loi des états correspondants est autre chose qu'une loi approximative; elle est fondamentale, quoiqu'il y ait bien des divergences dans le détail, suffisantes pour caractériser des groupes de corps.

Les courbes de saturation comportent l'équilibre entre le liquide et la vapeur, et à partir d'une pression et d'une température suffisamment basses, l'équilibre entre le solide et la vapeur.

Il y a une droite de liquéfaction limite, et la pression de vapeur correspondante est à la fois celle du liquide et du cristal; on est dans les conditions du point triple.

GOUY. — Sur la théorie de la photosphère gazeuse. — P. 852.

Théorie mathématique des apparences présentées par le soleil dans l'hypothèse ou les parties du soleil accessibles à la vue sont vraisemblablement constituées par des gaz ou vapeurs très raréfiés (2) et où le rayonnement est entièrement thermique et soumis à la loi de Kirchoff.

D. EGINITIS. — Sur le trouble du ciel et l'affaiblissement du rayonnement solaire, observés pendant l'année 1912. — P. 855.

Les feuilles héliographiques montrent un affaiblissement progressif du rayonnement solaire depuis le 7 avril 1912.

---

(1) Voir *C. R.*, 27 janvier 1913.
(2) Voir *C. R.*, 1912.

Il se traduit non seulement par un retard le matin et une avance le soir des heures du commencement et de la fin des traces solaires, mais encore par une diminution progressive très sensible de l'intensité de ces traces.

Au mois de novembre, le phénomène paraît avoir pris fin.

CARLO BOURLET. — Appareil de mesure des vibrations de corps solides en mouvement. — P. 870.

Une première capsule manométrique, dite réceptrice, sur laquelle est collé un large disque métallique assez lourd, est fixée sur le corps vibrant de façon que le plan de sa membrane soit normal à la direction des vibrations. En vertu de son inertie, le disque prend, par rapport à la capsule, un mouvement oscillatoire relatif inverse, et la membrane est ainsi animée d'un mouvement vibratoire de même période que celui à enregistrer. Les variations de pression seront transmises à une deuxième capsule fixe enregistreuse, munie d'un style par un tube de caoutchouc. On étalonne au laboratoire.

EMILE JOUGUET. — Sur la propagation des déflagrations dans les mélanges gazeux. P. 872.

Étude mathématique des mouvements permanents, par tranches parallèles, d'un mélange gazeux susceptible de brûler, dans l'hypothèse où les échanges de chaleur se font par conductibilité.

ÉDOUARD GUILLAUME. — Sur l'extension des équations mécaniques de M. Appell à la physique des milieux continus. Application à la théorie des électrons. — P. 875.

Théorie mathématique.

KR. BIRKELAND. — Oscillations hertziennes produites par des décharges intermittentes partant des taches isolées d'une cathode dans un tube de Crookes. — P. 879.

Suite des recherches de l'auteur : emploi d'un globe cathode de 36 centimètres de diamètre, au centre d'un tube de décharge de 1.000 litres. Il se forme autour du globe une couche double d'élec-

tricité. Si la cathode est rendue incandescente, on obtient, en mettant les électrodes comme pôles dans un circuit primaire, des oscillations violentes; en même temps de longs fils fins fortement lumineux sortent rapidement l'un après l'autre des points d'éruption sur la cathode. Un excitateur de Hertz, donnant des longueurs d'onde de 1 à 2 mètres oscille parfaitement, et l'intensité des oscillations augmente énormément si on emploie un circuit d'une grande période. La cathode est extrêmement sensible aux forces magnétiques. On peut transmettre des signaux télégraphiques au moyen de l'aimantation de la catode, et les oscillations les plus intenses sont sensibles aux variations magnétiques que produirait dans la cathode un microphone.

HENRI BÉNARD. — Sur le clivage prismatique dû aux tourbillons cellulaires (amidon, basaltes, etc.). — P. 882.

La théorie de la prismation des coulées de basalte par retrait suivant les faces verticales des prismes qui limitent les tourbillons cellulaires, émise par M. Dauzère [1] et plus tard par M. Longchambon [2] est confirmée par l'étude systématique des deux types suivants :

1° Fissures (sans clivage antérieur) d'une nappe plane, indéfinie, solide ou pâteuse, isotrope et homogène, non différenciée au préalable par une circulation liquide en régime permanent ;

2° Fissures de retrait ou de dislocation consécutives à un clivage préexistant, dû à des tourbillons cellulaires.

JEAN BIELECKI et VICTOR HENRI. — Étude quantitative de l'absorption des rayons ultra-violets par l'acétone. — P. 884.

L'acétone en solution et à l'état liquide possède une seule bande dans l'ultra-violet; le maximum est à 2706 en solution alcoolique et à 2648 en solution aqueuse.

La courbe d'absorption peut être assez exactement représentée par la formule de Ketteler-Helmholtz-Reiff-Drude, dans une région de 550 u A.

Environ 1 molécule sur 40 intervient dans cette absorption.

---

(1) Assoc. fr. pour l'Av. des Sciences. Clermont.
(2) Soc. géologique de France, déc. 1912.

M[lle] E. FEYTIS. — Sur les propriétés magnétiques de quelques hydrates solides de cuivre et de chrome. — P. 886.

G. WYROUBOFF. — Remarques. — P. 1072.

Tableau des coefficients d'aimantation moléculaire du $CuCl^2$, de $CuCl^2 + 2H^2O$, des combinaisons de $CuCl^2$ avec KCl, NaCl, NH^4Cl, du $(SO^4)^3Cr^2$ combiné avec différentes molécules d'eau, de $(SO^4)^2CrK$, de $CrCl^3$, etc. Dans le cas de $CuCl^2$, la formule d'additivité ne s'applique pas pour l'eau et le sel anhydre. Les chlorures vert et violet de chrome ont même coefficient d'aimantation spécifique, et la loi d'additivité s'applique pour les hydrates. Il y a encore additivité dans le cas de l'alun de chrome et de potassium.

M. Wyrouboff fait remarquer que les résultats obtenus viennent à l'appui d'idées théoriques qu'il soutient depuis longtemps : dans les véritables sels, la combinaison de l'hydroxyde et de l'acide se fait sans élimination d'eau; par suite les sels contiennent de l'eau de constitution.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur la dissociation des composés gazeux par la lumière : gaz hydrogénés des familles du chlore et de l'oxygène. — P. 889.

Expériences montrant que, dans une même famille, la stabilité des composés hydrogénés vis-à-vis de la lumière (comme vis-à-vis de la chaleur) décroît à mesure que le poids atomique augmente.

M[me] N. DEMASSIEUX. — Étude de l'équilibre entre le chlorure de plomb et le chlorhydrate d'ammoniac en solution aqueuse. — P. 892.

Courbes et tableaux.

Le sel double $2NH^4Cl, PbCl^2$ ne peut exister en présence de solution aqueuse qu'à des températures supérieures à 70°.

Les deux branches de courbes relatives au chlorure de plomb et au premier sel double $2PbCl^2, NH^4Cl$ se coupent au point eutectique sous un angle sensiblement nul, et la direction générale de la courbe en ce point est horizontale.

RENÉ DUBRISAY. — Sur une nouvelle méthode de volumétrie physico-chimique. P. 895.

JULES ANDRADE. — Nouvelles recherches expérimentales sur le spiral double. P. 939.

Suite des expériences (¹), en donnant à la demi-amplitude initiale de la vibration du balancier une valeur de $\pm 90°$ et de $\pm 135°$. Il y a encore un minimum des frottements propres aux spiraux pour la position dans laquelle les deux viroles sont confondues en projection; le maximum de ces frottements a lieu pour une position du spiral inférieur obtenue en le déplaçant depuis sa position relative aux viroles confondues par une rotation de 135° exécutée dans le sens de l'enroulement ascendant des spires.

L. DÉCOMBE. — Théorie électronique de la gravitation. — P. 940.

Théorie montrant que l'action moyenne de deux spectrons (systèmes de n électrons gravitant sur une même orbite à l'intérieur d'une distribution cubique d'électricité positive) suit, moyennant certaines hypothèses, la loi de Newton.

Mlle PAULE COLLET. — Sur la conductibilité électrique du tellure. — P. 943.

La résistance électrique du tellure varie irrégulièrement tant que la pression est $P_1 < 30$ à 40 grammes par millimètre carré; ensuite elle demeure constante, de P_1 à P_2, puis diminue pour les valeurs $> P_2$.

Pour des durées de passage du courant dépassant plusieurs secondes, la résistance est fonction du temps; après un passage d'une minute, le tellure est le siège d'une f. é. m. résiduelle. L'intensité, pour des durées de $\frac{1}{15}$ à $\frac{1}{3}$ de seconde, est de la forme :

$$i = ae^2 + be + c,$$

c pouvant être nul si le contact est bon.

(¹) *C. R.*, 6 janvier 1913.

H. BUISSON et Ch. FABRY. — Sur les longueurs d'onde des raies du krypton. P. 945.

Les deux lignes verte et jaune, extrêmement fines, ont dans l'air à 15° et à la pression normale, les longueurs d'onde 5570, 2908 et 5870, 9172, avec une approximation de quelques unités sur le dernier chiffre.

DUSSAUD. — Séparation des effets lumineux et calorifiques produits par une source de lumière. — P. 948.

La source est fixe: pour la concentration de la lumière, on utilisera un groupe de systèmes optiques, qui, se remplaçant exactement et automatiquement, ne pourront pas s'échauffer d'une façon appréciable et permettront de placer la source plus près du condenseur. Les sources pourront être ainsi moins étendues et par suite moins coûteuses.

Mlle L. CHEVROTON et M. F. VLÈS. — Cinématographie des cordes vocales et de leurs annexes laryngiennes. — P. 949.

Historique. Technique. Images des cordes vocales à l'émission et à l'inspiration.

J. BOUSSINESQ. — Sur l'existence d'une viscosité superficielle, dans la mince couche de transition séparant un liquide d'un autre fluide contigu. — P. 983.

Étude montrant qu'il est aussi naturel d'introduire les forces de viscosité dans l'étude de la couche superficielle d'un liquide que dans l'hydrodynamique des fluides pris en masse ; si les physiciens n'y ont pas pensé, c'est qu'ils n'ont guère fait porter jusqu'ici leurs observations de tensions superficielles que sur des phénomènes d'équilibre.

HENRI BÉNARD. — Sur la zone de formation des tourbillons alternés derrière un obstacle. — P. 1003.

L'auteur a déjà montré (¹) qu'il se forme deux files parallèles de centres de giration équidistants et alternés à la surface d'un liquide fendu par un obstacle prismatique vertical dont la vitesse est uniforme et parallèle à son plan de symétrie. Les films reproduits dans la présente note donnent les traits généraux du relief de la surface libre, le liquide étant de l'eau sucrée. Près de l'obstacle, la surface libre, déprimée, forme une arène à fond presque plat, dont la partie antérieure, symétrique et indéformable, est limitée par le bourrelet et les rides capillaires qui précèdent la proue et latéralement par des gradins courbes, en amphithéâtre, descendant vers la poupe. Le fond de l'arène, derrière la poupe, est formé par deux dépressions très plates, séparées par une courte crête médiane vibrante ; à l'arrière, cette arène est limitée par un haut seuil abrupt, séparé en deux tronçons symétriques, à angle obtus, qui ne se raccordent pas. C'est cette brèche médiane, dissymétrique, séparant les deux tronçons du seuil post-poupe, qui constitue la zone vibrante et où se font les tourbillons alternés.

ERNEST ESCLANGON. — Sur l'entraînement du support dans les observations du pendule. — P. 1005.

Théorie conduisant à la formule :

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{\lambda}{g}}\left(1 + \frac{n}{2\lambda} + \frac{1}{k}\,\frac{Mgh}{2\lambda^2}\right),$$

M masse du pendule, λ longueur du pendule synchrone, h distance du centre de gravité à l'axe de suspension, k coefficient statique de flexion, n rapport entre le glissement et l'angle d'écart qui le produit.

Le terme $-\,2\pi\sqrt{\frac{\lambda}{g}}\,\frac{n}{2\lambda}$ représente la correction de glissement ; le

(¹) *C. R.*, novembre 1908.

terme $-2\pi\sqrt{\frac{\lambda}{g}}\frac{1}{k}\frac{Mgh}{2\lambda^2}$ représente la correction d'entraînement du support.

J. CHAUDIER. — Polarisation rotatoire magnétique de l'azote (N) et de l'oxygène (O) liquéfiés. — P. 1008.

1° En lumière jaune du sodium, la rotation est proportionnelle au champ et à l'épaisseur traversée;

2° $\rho^D_N = 415\ 10^{-5}$ et $\rho^D_O = 782\ 10^{-5}$ à 18°;

3° De l'étude de la dispersion rotatoire magnétique il résulte que l'azote obéit à la loi de l'inverse du carré de la longueur d'onde, sauf pour les courtes longueurs d'onde, et sa dispersion est voisine de celle du chlorure de méthyle.

Quant à l'oxygène, il possède une faible dispersion et n'obéit pas à la loi de l'inverse du carré de la longueur d'onde, mais l'écart est en sens inverse de celui que présente CS^2.

M. DE BROGLIE. — Sur les images multiples que présentent les rayons de Röntgen après avoir traversé des cristaux. — P. 1011.

Le passage des rayons X à travers les cristaux donne des apparences de diffraction [1]. Les diagrammes relatifs à des cristaux différents (blende, fluorine, sel gemme, magnétite) appartenant au même système sont les mêmes quant à la position des images secondaires, mais l'intensité relative n'est pas la même. Avec le sel gemme, dans l'azote liquide ou à la température ordinaire, avec ou sans champ magnétique, le diagramme ne change pas; il en est de même avec la magnétite placée ou non dans un champ; ceci prouve que les rayons secondaires qui produisent les images sont du type γ ou Röntgen, ainsi que l'indique aussi du reste leur pénétration.

VICTOR HENRI et RENÉ WURMSER. — Énergie absorbée dans les réactions photochimiques. — P. 1013 [2].

L. GAY. — La tension d'expansibilité des fluides normaux. — P. 1015.

Vérification avec le monochlorobenzène, l'isopentane, le diisopro-

---

[1] Friedrich et Knipping, Laue : Ber. der Kön. Bayerischen Akademie, juin et juillet 1912.

[2] Voir ce volume p. 305.

pyle et le cyclohexane de la formule, établie théoriquement [1] et vérifiée avec le benzène,

$$\log \pi = \log \frac{RT}{V - b} + \frac{b}{V - b} - \frac{EL + PV - VT}{RT},$$

π, tension d'expansibilité; V, volume moléculaire; P, pression; L, chaleur moléculaire d'idéalisation.

BARRE. — Combinaison du chlorure de cérium avec le gaz ammoniac. — P. 1017

Existence des composés $CeCl^3 + (20, \text{ ou } 12, 8, 4, 2) NH^3$.
Tableau de leurs pressions de dissociation.

GUSTAVE-F. DOLLFUS. — Efficacité des puits absorbants. — P. 1032.

Il n'y a rien à attendre de la méthode des puits absorbants, essayée par la ville de Paris pour l'absorption des eaux par puits, afin de parer aux inondations. Dans cette méthode, aucune eau n'est perdue, n'a quitté le bassin de la Seine, et les forages, amenant l'eau directement à la nappe générale de fond en équilibre avec le fleuve coulant à découvert, ne peuvent que précipiter l'inondation.

J. BOUSSINESQ. — Application des formules de viscosité superficielle à la surface d'une goutte liquide sphérique, tombant lentement, d'un mouvement devenu uniforme, au sein d'une masse fluide indéfinie en repos, d'un poids spécifique moindre. — P. 1035.

Théorie mathématique.

ÉMILE JOUGUET. — Sur la propagation des déflagrations et sur les limites d'inflammabilité. — P. 1058.

Théorie mathématique.

HENRI CHRÉTIEN. — Sur une variante de la méthode des coïncidences. — P. 1061.

On sait que, dans cette méthode, les deux garde-temps à comparer

(1) *C. R.*, 16 oct. 1911.

agissent séparément avec une intensité à peu près égale sur chacune des oreilles de l'observateur.

Il arrive cependant que l'un des garde-temps est perçu surtout par une oreille, l'autre par l'autre oreille. Il se produit alors un phénomène de stéréo-acoustique qui pourra être utilisé dans certains cas pour donner plus de précision à la méthode des coïncidences.

A. TIAN. — Sur un nouveau mode de construction des lampes en quartz à vapeur de mercure. — P. 1063.

La partie en quartz transparent aura la forme d'un tube à essai. Un peu de mercure placé au fond sert de catode; le courant lui est amené par un fil de fer protégé par un petit tube de quartz opaque occupant l'axe de la lampe; l'anode est un petit cylindre de fer. Enfin le support en cuivre maintenant la lampe par le haut, avant le rodage, sert à la refroidir en même temps par conductibilité. Ainsi la lampe a une forme commode et supporte une basse tension.

MAURICE BILLY. — Méthode simple pour déterminer la densité des poudres minérales. — P. 1065.

Dans un flacon à densité dont l'auteur donne le dessin, on substitue à l'air, par vides chauds successifs, du CO^2, puis on introduit une liqueur alcaline. Ainsi plus d'interposition de bulles gazeuses entre les éléments solides. La précision de la méthode est telle qu'il y a intérêt à pulvériser les solides avant de prendre leur densité.

LOUIS DUNOYER. — Un cas remarquable de résonance optique. — P. 1067.

Quand on envoie à travers une vapeur un faisceau lumineux dont la longueur d'onde est celle d'une de ses raies, pour certaines raies [2536 du Hg par exemple (1)], la trace du faisceau à travers la vapeur devient à son tour une région d'émission pour cette longueur d'onde. L'auteur (2) a de même observé qu'un faisceau de lumière blanche marque son passage par luminescence à travers de la vapeur de sodium pure.

(1) WOOD, *Phil. Mag.*, 1912.
(2) *C. R.*, t. CLIII, 1911.

Il y a phénomène de résonance superficielle diffuse, mais l'éclat n'augmente que très peu quand on enrichit beaucoup en sodium la source éclairante.

L. GAY. — La détente adiabatique dans les liquides. — P. 1070.

Détails de l'expérience. Pour le mercure, on a :

$$\gamma = 3{,}2\ 10^{-6}$$

γ = coefficient de compressibilité adiabatique entre 2 et 1 atmosphères.

MARAGE. — Inscription des mouvements respiratoires au moyen de la main. P. 1091.

Entre le pouce et l'index, on prend la petite branche d'un levier du premier genre; la grande branche inscrira sur un cylindre enregistreur.

Si le coude n'est pas en contact avec le thorax, les mouvements respiratoires sont moins apparents. Les sourciers ont en général le type de respiration diaphragmatique très développé et les coudes au corps; d'où l'explication des mouvements de la baguette et du pendule.

La baguette et le pendule divinatoires ne sont donc que des pneumographes.

HENRI DOMINICI, Mme SIMONE LABORDE et M. ALBERT LABORDE. Étude sur les injections de sels de radium. — P. 1107.

Les sels de radium, solubles ou non, séjournent un temps prolongé dans l'organisme.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE.

T. XXV; avril 1913.

Mc. COY et H. VIOL. — Les produits chimiques et l'activité relative des produits radioactifs du thorium. — P. 333-339.

Depuis le début des recherches en radioactivité, on sait que les produits divers de l'uranium, du thorium et du radium ont des propriétés chimiques différentes et caractéristiques. Comme c'est sur elles que reposent les procédés de préparation et de purification, les auteurs résument en quelques pages les réactions chimiques caractéristiques de ces produits.

Ils étudient ensuite les rapports de l'activité du thorium B + C + D à celle du thorium X + l'émanation + A, ainsi que le rapport de l'activité des produits du radiothorium à celle du radiothorium seul. Ils ont trouvé 0,417 et 5,23 respectivement.

Ces deux nombres font intervenir les périodes de transformation des divers produits. Les auteurs les ont redéterminées ; ils ont trouvé 3,64 jours et 10,6 heures pour le thorium X et le thorium B et 60,8 minutes pour le thorium C au lieu de 60,4 admis précédemment.

Pour le thorium X le taux de pénétration est de 4,1 centimètres au lieu de 3,7 donné par divers expérimentateurs.

MACDONALD. — Les vibrations électriques dans les conducteurs limites. P. 427-428.

Dans un mémoire précédemment paru, lord Rayleigh arrivait à la conclusion que la différence entre la demi-longueur d'onde de la vibration et la longueur de l'antenne tendait vers zéro avec le rayon de celle-ci. Mac Donald fait à ce sujet quelques remarques sur le rôle de la radiation issue de l'extrémité même du conducteur et qui semble avoir le rôle le plus important.

O. ALLEN. — Sur les mesures de l'inductance. — P. 520-534.

Dans ce mémoire l'auteur passe en revue les diverses méthodes

qui ont été proposées pour mesurer l'inductance et les comparer entre elles.

G. SWANN. — **La théorie pulsatoire des rayons X, des rayons γ et des rayons photoélectriques et l'émission asymétrique des rayons β.** — P. 534-557.

On sait que lorsqu'un faisceau de rayons X ou de rayons ultra-violets tombe sur une lame métallique mince, le nombre des rayons β produits et leur vitesse sont plus grands pour les rayons émergents que pour les rayons incidents. L'explication de ce fait dans la théorie ondulatoire est si difficile que l'on a été conduit à reprendre la théorie corpusculaire. Les arguments qui militent en faveur de la théorie corpusculaire pour les rayons X se retrouvent dans l'interprétation des propriétés des rayons ultra-violets, de sorte que leur réfutation dans un cas entraîne leur réfutation dans l'autre cas. Dans le présent mémoire, l'auteur cherche à montrer jusqu'à quelle limite l'émission des rayons β peut être interprétée par la théorie ondulatoire et il discute certaines propriétés des rayons X.

Il y a deux points de vue auxquels on peut se placer pour expliquer l'origine des rayons β que met en liberté un train électromagnétique. Ils peuvent provenir soit des électrons libres qui existent entre les molécules du métal, soit d'une rupture des atomes. Ces deux façons de voir sont très différentes. La seconde conduit à l'explication la plus satisfaisante des phénomènes observés ; mais, comme la première conduit à quelques résultats intéressants, l'auteur commence par en faire un rapide exposé. Il arrive aux conclusions suivantes :

Si les électrons sont rejetés par les pulsations avec les vitesses de l'ordre de 6×10^9, leur distribution sera dissymétrique et le calcul s'accorde avec l'expérience.

L'énergie nécessaire pour expulser l'électron avec la vitesse nécessaire semble à première vue considérable, ou plutôt la densité de l'énergie semble devoir être énorme, de sorte qu'on est forcé d'admettre la concentration de l'énergie suivant les filaments, ce qui permet d'avoir une grande densité en certains points sans que l'énergie totale soit disproportionnée. En examinant la question de plus près, Swann montre que cette concentration particulière de l'énergie n'est pas nécessaire si l'on imagine que la radiation se produit sous forme d'une seconde pulsation.

Dans ces conditions, même dans l'hypothèse de pulsations sphériques, les vitesses produites dans les électrons sont de l'ordre de grandeur requis ; mais les difficultés surgissent quand on cherche le mouvement de l'électron pendant le temps relativement long pendant lequel il reçoit sa vitesse.

Comme autres difficultés, la théorie ne donne qu'une très faible valeur à l'émission dans le cas de l'effet photoélectrique, dans celui des rayons β produits par les rayons X, et elle ne rend pas compte de la relation entre la vitesse des électrons photoélectriques et la fréquence de la lumière.

Swann considère ensuite le cas où les électrons sont arrachés aux atomes. Il établit une formule valable dans le cas où l'émission a lieu uniquement dans la direction de propagation des ondes ; formule qui concorde avec les résultats observés avec les rayons X, la propagation de rayons β à l'extérieur du train d'onde étant attribuée à un scintillement. Bien que la formule donne la proportionnalité de la vitesse à la fréquence, des raisons particulières font qu'on ne peut l'appliquer dans le cas des effets photoélectriques.

Une formule modifiée est alors proposée par Swann, qui est valable dans tous les cas. Elle est établie en se servant de l'hypothèse des *quanta* de Planck ; Swann montre d'ailleurs qu'on peut y arriver sans faire appel à cette notion.

H. VIGNERON.

R.-W. WOOD. — La dispersion sélective de la vapeur du mercure au voisinage de la raie d'absorption 2536. — P. 433-439.

L'auteur a étudié au moyen de l'interféromètre de Michelson la dispersion de la vapeur de mercure au voisinage de la raie d'absorption 2536. La vapeur de mercure était contenue dans un tube cylindrique en quartz fermé aux deux bouts par deux lames de quartz planes et parallèles.

L'interféromètre était monté avec deux miroirs de métal et une plaque plane et parallèle de fluorine. La source lumineuse était un arc au fer, qui donne au voisinage de la raie 2536,5, les raies 2535,6, 2536,9 et 2539,0. La température de la vapeur de mercure ayant varié de 32° à 58°, les déplacements des franges obtenus sont les suivants :

Température	Pression de la vapeur	Déplacements en fraction de frange		
		λ 2535,6	λ 2536,9	λ 2539,0
32°	0mm,0031	0,16	0,25	—
41°	0 ,0062	0,25	0,34	—
45°	0 ,0086	0,30	0,40	0,11
50°	0 ,0122	0,40	0,55	0,18
58°	0 ,0215	0,50	0,65	0,25

On voit que l'augmentation du déplacement des franges n'est pas proportionnelle à la pression, et par suite que la raie d'absorption 2536 n'est pas due à la molécule normale de mercure.

R. W. WOOD. — Expériences de résonance sur les ondes calorifiques les plus longues. — P. 440-443.

L'auteur donne quelques résultats des recherches qu'il a entreprises sur les rayons calorifiques de très grande longueur d'onde (112 μ) isolés par lui et Rubens, et qui sont analogues à celles qui avaient été effectuées par différents expérimentateurs relativement à l'action des résonateurs métalliques sur les ondes électromagnétiques.

Il a d'abord trouvé qu'un dépôt sur une plaque de quartz de particules de cuivre extrêmement fines, bien qu'à peu près opaque pour la lumière de courte longueur d'onde, est presque parfaitement transparente pour les longueurs d'onde plus grandes que 10 μ.

Il a ensuite cherché la relation entre la transparence d'une couche de particules métalliques et la grosseur de ces particules. Les résultats de ses recherches, faites en opérant sur des gouttelettes de mercure obtenues par condensation sur des plaques de quartz, sont résumés dans le tableau suivant :

Diamètre des particules en millimètres	Pourcentage de la lumière transmise	
	$\lambda = 1\,\mu$	$\lambda = 112\,\mu$
0,005	45	100
0,01	26	95
0,02-0,03	32	82
0;03-0,04	45	58
0,05	26	50
0,07-0,08	30	27

On voit d'après ce tableau que la plaque est à peu près parfaite-

ment transparente tant que le diamètre des gouttelettes ne dépasse pas le $\frac{1}{10}$ de la longueur d'onde.

En faisant une expérience analogue sur les ondes électro-magnétiques au moyen de résonateurs métalliques constitués par de petits rectangles d'argent sur une lame de quartz, l'auteur a constaté que la plaque de quartz recouverte de ces petits rectangles métalliques était aussi opaque pour les rayons de longueur d'onde égale à 112 μ, que si la couche d'argent avait même épaisseur et était continue.

R.-W. WOOD. — Les satellites des raies du mercure. — P. 443-449.

L'auteur a photographié au moyen de son grand spectrographe de 12 mètres de distance focale les raies du mercure 5769, 5790, 5461, 4359. Les photographies prises dans le 4ᵉ et le 5ᵉ ordre du réseau mettent en évidence la structure réelle des raies du mercure. L'auteur a pu donner ainsi les distances des satellites des raies 5769, 5790, 4359, à la position de chaque raie principale, le signe + se rapportant aux longueurs d'ondes plus grandes et le signe — aux longueurs d'onde plus courtes que celle de la raie principale.

5 769	5 190	4 359	
+ 0,042	+ 0,222	+ 0,212	faible
0 raie principale	+ 0,164	+ 0,168	
— 0,055	+ 0,131	+ 0,130	
— 0,112	0 raie principale	+ 0,091	
	— 0,124	+ 0,029	
	— 0,191	0 raie principale	
	— 0,944	— 0,034	
	— 1,007	— 0,111	à peine résolus
		— 0,124	
		— 0,174	
		— 0,219	très faibles
		— 0,282	

Quant à la raie verte 5461, l'auteur ajoute seulement à la liste de Gale et Lemon l'indication d'un satellite nouveau situé à — 0,233 et d'une faible bande entre — 0,327 et 0,414.

R.-W. WOOD. — Sur l'emprisonnement des radiations par réflexion totale. P. 449-452.

L'auteur montre que l'augmentation du rayonnement émis par une couche de substance fluorescente lorsque celle-ci est en contact optique avec une surface diffusante est due à ce que la diffusion diminue jusqu'à l'annuler l'effet de la réflexion totale à l'intérieur de la couche fluorescente.

L. Harold SMITH. — Étude spectroscopique de la décharge en « brosse » dans l'eau et les solutions salines. — P. 461-475.

L'auteur a étudié le spectre de l'étincelle « en brosse », éclatant dans l'eau ou dans des solutions salines entre deux électrodes, dont l'une est constituée par une lame de platine et l'autre par un fil de platine dont l'extrémité seule affleure au bout d'un tube de verre. Il a aussi étudié le spectre obtenu dans le même milieu, lorsque l'étincelle éclate entre deux électrodes de platine, en passant par un petit tube capillaire.

On obtient ainsi les deux spectres de l'hydrogène, les deux spectres de lignes de l'oxygène, le spectre d'étincelle du platine, le spectre du métal constituant du sel dissous, en même temps que les principales raies du sodium et la raie bleue du calcium, et quelquefois les bandes rouge et verte du calcium.

Le premier spectre de l'hydrogène augmente d'intensité avec la densité du courant, tandis que décroît l'intensité relative du 2^e spectre. Les raies du premier spectre s'élargissent considérablement quand la décharge est condensée et deviennent de moins en moins intenses à mesure qu'on va vers le violet.

Le spectre de séries de l'oxygène apparaît seulement quand la densité du courant électrique est très grande : il est alors très brillant. Le spectre élémentaire apparaît dans la décharge « en brosse » seulement avec les très faibles décharges ; son intensité dépend d'ailleurs de la nature de la solution.

Lorsqu'on emploie un exploseur capillaire, on l'obtient extrêmement faible à l'intérieur du capillaire, et d'ailleurs pas toujours. Cependant, dans le cas de l'acide sulfurique dilué, il constitue la

partie la plus importante du spectre de la lueur qui se forme aux deux extrémités du capillaire.

Les raies du métal du sel dissous apparaissent dans le cas de la décharge « en brosse ». Dans le cas du lithium, leur intensité relative varie avec le sel employé et la densité du courant. Avec l'exploseur capillaire, et dans les solutions étendues, les raies du métal sont très faibles à l'intérieur du capillaire et sont fortes seulement au voisinage immédiat de l'électrode.

P. Croze.

ANNALEN DER PHYSIK.

T. XL, n°s 2 et 4; 1913.

H. RAUSCH et V. TRAUBENBERG. — Contribution à l'étude du rayonnement et de la répartition d'énergie dans l'étincelle électrique de haute fréquence. — P. 249-280.

Dans ce travail l'auteur s'est proposé d'abord de déterminer en valeur absolue l'énergie totale rayonnée dans une étincelle oscillante et d'étudier comment varie cette énergie avec les conditions de la décharge, le métal des électrodes et la nature du gaz ambiant. Les mesures ont été réalisées avec une pile thermo-électrique fer-constantan, construite de manière à présenter une grande sensibilité et une faible inertie ; elle était étalonnée avant les expériences au moyen d'une lampe Hefner.

L'auteur constata que l'énergie rayonnée dépendait beaucoup du métal des électrodes. Les valeurs les plus élevées étaient obtenues avec le sodium (6,2); les plus faibles avec l'argent (0,36). Le magnésium qui fut employé dans la plupart des expériences donnait des résultats particulièrement réguliers. La forme des électrodes paraissait n'exercer qu'une influence négligeable.

L'amortissement et la self-induction du circuit restant constants, l'énergie rayonnée était proportionnelle au produit de la tension appliquée par la quantité d'électricité transportée dans l'étincelle.

Avec des électrodes en magnésium, les résultats des mesures restèrent à peu près indépendants de la nature du gaz ambiant (oxygène, air, azote).

Dans la seconde partie de ses recherches, l'auteur s'est efforcé de déterminer comment se répartit l'énergie totale mise en jeu dans l'étincelle. Elle comprend, outre le rayonnement, l'énergie dissipée aux électrodes, celle qui correspond aux réactions chimiques et aux vibrations sonores accompagnant l'étincelle. L'auteur déterminait l'énergie totale au moyen d'un calorimètre ; il déduisait l'énergie dissipée aux électrodes de leur élévation de température mesurée par un couple thermo-électrique ; l'énergie chimique pouvait se calculer approximativement en pesant les électrodes avant et après l'expérience. Voici un des résultats obtenus par l'auteur, avec des électrodes en magnésium et pour une tension de 9.000 volts.

Energie totale mesurée au calorimètre...	1,36 watt
Energie rayonnée......................	0,121 —
Energie dissipée aux électrodes.........	0,785 —
Energie chimique......................	0,048 —

On voit qu'entre l'énergie totale et la somme des énergies partielles il y a une différence de 0,41 watt correspondant soit à l'énergie dépensée en vibrations sonores, soit à des erreurs d'expérience. Il est à remarquer que la proportion d'énergie rayonnée augmente avec la self-induction du circuit ; elle croît aussi avec la tension appliquée U : en effet elle est proportionnelle à U^2, tandis que l'échauffement des électrodes est proportionnel à U.

PAUL DE LA GORCE.

P.-P. KOCH. — Application du microphotomètre enregistreur à la mesure de la répartition de l'opacité dans quelques photogrammes de fentes cunéiformes exécutés à l'aide des rayons de Röntgen. — P. 797-811.

Dans un travail antérieur (1) l'auteur avait mesuré, au moyen du microphotomètre de Hartmann, convenablement modifié, la répartition de l'opacité dans quelques photogrammes de fentes cunéiformes exécutés par Walter et Pohl à l'aide des rayons de Röntgen. Les résultats obtenus ayant été utilisés par Sommerfeld (2) pour contrôler des vues théoriques relatives à la nature des rayons de Röntgen, à leur diffraction possible et à la grandeur de leur longueur d'onde, il était intéressant, à cause de l'importance de la question, de vérifier

(1) Voir *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 672.
(2) *Ibid.*, p. 777.

les mesures primitives par un procédé indépendant. Dans ce but, l'auteur utilise le microphotomètre enregistreur récemment décrit [1].

En raison du fort grossissement nécessaire, l'appareil n'est pas employé comme enregistreur, mais par lecture directe de la déviation du galvanomètre.

L'avantage essentiel du nouveau dispositif consiste en ce fait que l'œil est remplacé, en tant qu'instrument de mesure photométrique, par un système de cellules photoélectriques : on évite ainsi les erreurs dues à la fatigue.

Les mesures sont moins pénibles qu'avec le microphotomètre de Hartmann modifié, plus rapides et tout aussi précises. De plus le maximum de sensibilité est reporté vers les faibles opacités, ce qui peut permettre de diminuer les temps de pose.

Les résultats se rapportent au photogramme de Walter et Pohl précédemment étudié et à deux autres de Haga et Wind. Pour le premier, les indications des deux appareils sont concordantes.

Il est donc possible de déterminer la répartition de l'opacité dans des images très étroites (quelques centièmes de millimètre au maximum). Reste à savoir si la plaque photographique est capable d'enregistrer fidèlement des détails aussi délicats. L'auteur entreprend des recherches dans cette direction.

Ch. Fortin.

O. GROTRIAN. — Quelques expériences complémentaires sur l'action du rayonnement sur le téléphone. — P. 812-814.

L'auteur a montré [2] que le fait d'éclairer par un rayonnement ultra-violet la plaque d'un téléphone provoque des phénomènes d'induction dans les enroulements de cet appareil.

Dans ses nouvelles expériences, l'auteur, opérant soit avec une plaque noircie, soit avec une plaque polie, a constaté qu'on obtenait dans le balistique relié à l'enroulement une déviation de même sens, que la plaque fût éclairée par derrière ou par devant, ce qui montre que les phénomènes observés ne sont pas dus à des mouvements de la plaque.

---

(1) *Ibid.*, p. 1047.
(2) Voir ce vol., p. 257.

Suivant la nature du téléphone, les déplacements observés sont dans un sens ou dans l'autre, ce qui semble indiquer que la cause des phénomènes d'induction signalés serait due à une variation de la température de la plaque, qui, suivant l'état d'aimantation dans lequel la met l'aimant permanent du téléphone, est susceptible de provoquer une augmentation ou une diminution de sa perméabilité.

R. JOUAUST.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT.

T. XIV; 1913.

J. SALPETER. — Le pouvoir réflecteur d'un gaz ionisé pour les ondes électriques. P. 201-203.

Lecher a montré en 1902 que les gaz raréfiés formaient écran contre les oscillations électriques. Il attribuait cette propriété à la conductibilité des milieux gazeux ionisés. En vue de vérifier cette hypothèse, l'auteur s'est proposé d'exprimer en fonction de la pression et du nombre d'ions les constantes qui caractérisent les propriétés d'un gaz ionisé soumis à un champ alternatif de haute fréquence. Son étude, purement mathématique, l'a conduit aux conclusions suivantes. La conductibilité d'un gaz soumis à un champ alternatif de fréquence ν a pour expression:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu}{z}\right)^2},$$

σ_0 étant la conductibilité en courant continu et z le nombre de chocs subis par un ion en une seconde. On voit que le rapport $\frac{\sigma}{\sigma_0}$ peut être très inférieur à 1 : il est de l'ordre de 0,01 pour l'hydrogène à la pression de $0^{mm},07$, dans un champ alternatif de fréquence $\nu = 10^7$. Le phénomène observé par Lecher ne serait donc dû que pour une faible part à la conductibilité du gaz.

Un milieu gazeux ionisé se comporterait à l'égard des ondes électriques comme un corps semi-conducteur de constante diélectrique:

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m(z^2 + \nu^2)}$$

et de conductibilité :

$$\sigma = Ne \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{z}{z^2 + \nu^2},$$

N étant le nombre d'ions par centimètre cube, e la charge d'un d'entre eux et m sa masse. Connaissant ε et σ, l'auteur en déduit l'indice de réfraction n et le coefficient d'extinction $\varkappa$ du gaz pour les ondes électriques, et ces grandeurs lui permettent finalement de calculer le pouvoir réflecteur r d'une couche gazeuse ionisée ; r a pour expression :

$$r = \frac{(n-1)^2 + \varkappa^2}{(n+1)^2 + \varkappa^2}.$$

En appliquant cette formule dans le cas de l'hydrogène à la pression $0^{mm},07$ et pour des fréquences de l'ordre de 10^7, on trouve $r = 0,42$.

Paul de la Gorce.

H. ROHMANN. — Galvanomètre à cadre mobile à sensibilité accrue. — P. 203-207.

On peut augmenter la sensibilité d'un galvanomètre à cadre mobile en augmentant la valeur du champ, mais il en résulte une augmentation nuisible de l'amortissement, les appareils devant être autant que possible en état d'apériodicité critique. On peut accroître la sensibilité d'un galvanomètre muni d'un électro-aimant en métal feuilleté par le procédé suivant. Le cadre étant dans un champ H_0 tel que l'appareil soit en état d'apériodicité critique, on porte le champ à une valeur H, puis on le ramène brusquement à la valeur H_0. Lorsqu'on augmente le champ, les courants induits dans le circuit du galvanomètre tendent à diminuer sa déviation initiale ; au contraire, lorsqu'on fait décroître le champ, ils tendent à donner un déplacement au cadre de même sens que cette déviation, et dans ces conditions on observe une élongation qui est à la déviation initiale dans un rapport compris entre :

$$\frac{1}{2}\frac{H}{H_0} \quad \text{et} \quad \frac{1}{e}\frac{H}{H_0}.$$

(e base des logarithmes népériens).

De même on augmente par l'action des courants induits dans le

circuit mobile l'élongation produite par le passage dans le cadre d'un galvanomètre d'une quantité d'électricité en faisant varier brusquement le champ de H à H_0, H_0 correspondant encore à l'apériodicité critique. Le rapport de l'élongation observée grâce à cet artifice à celle qu'on aurait obtenue dans le champ H_0 est encore :

$$\frac{1}{2}\frac{H}{H_0}.$$

Après avoir mis mathématiquement ces propriétés en évidence, l'auteur donne les résultats de quelques expériences faites pour vérifier ses considérations théoriques.

Le galvanomètre était muni d'un électro-aimant dans lequel on pouvait faire varier rapidement le courant magnétisant par la mise en court-circuit d'une résistance de 0,07 à 1,7 ampère.

H. FASSBENDER et E. HUPKA. — Étude des oscillations de première et de seconde espèces dans l'arc de Poulsen. — P. 222-226.

Plusieurs physiciens, en particulier Blondel, ont montré que dans l'arc chantant il existait plusieurs espèces d'oscillations. Celles de première espèce se produisent quand, le courant alternatif restant toujours inférieur au courant continu, il n'y a pas extinction de l'arc ; s'il devient supérieur, il y a extinction et oscillations de seconde espèce, de troisième espèce si des étincelles se produisent après l'extinction.

Les recherches de Blondel faites à l'oscillographe se rapportaient à des fréquences de l'ordre de 1.000 périodes. Celles des auteurs faites au moyen du tube de Braun se rapportent aux fréquences beaucoup plus élevées qu'on peut produire avec l'arc de Poulsen. Ils ont pu mettre en évidence des oscillations de première espèce jusqu'à des longueurs d'onde de 3.180 mètres. L'intensité du courant continu était de 1,58 ampère, celle du courant alternatif de 0,67. La self-induction était 75×10^{-5} henrys et la capacité $3,5 \times 10^3$ centimètres. Le courant alternatif dans le circuit oscillant est sensiblement sinusoïdal ; mais il n'en est pas tout à fait de même de la variation de tension aux bornes de l'arc. Il est nécessaire, pour obtenir des oscillations de première espèce, de donner une certaine charge au circuit oscillant.

Pour les oscillations de seconde espèce, correspondant, par exemple pour une longueur d'onde de 3.180 mètres, à un courant continu de 1,10 ampère, à un courant alternatif de 0,88 ampère efficace, à une self-induction de 100×10^{-5} henrys et à une capacité de 2.8×10^{3} centimètres, ni les courants, ni les tensions ne se rapprochent de la sinusoïde. La différence de potentiel aux bornes de l'arc présente un certain nombre de pointes dont deux très marquées, un bec d'extinction et un bec d'allumage.

Il est à remarquer qu'avant l'extinction le courant dans l'arc s'inverse légèrement.

J. ZENNECK. — Relevé des phénomènes instantanés au moyen du tube de Braun. P. 226-227.

Il est possible aujourd'hui d'utiliser des tubes de Braun munis de bobines de concentration de Wiechert pour obtenir des relevés oscillographiques de courants ou de différences de potentiel variables avec le temps. Il suffit de photographier la tache lumineuse de l'écran au moyen d'une plaque à laquelle on donne un déplacement longitudinal proportionnel au temps. Tel est le but de l'appareil que décrit l'auteur.

La plaque (Lumière étiquette violette) était placée dans un châssis métallique au fond d'une chambre photographique munie d'un objectif de projection F/2,1. Un fil attaché au châssis et s'enroulant sur un tambour communique le déplacement à la plaque. Le mouvement du tambour était commandé par un moteur électrique de un demi-cheval portant un pignon de 12 dents engrenant avec une roue de 95 dents fixée au tambour. Il y a, sur ce tambour, une région sans dents, ce qui permet de donner le mouvement initial au châssis sans choc et d'arrêter ce mouvement après un tour complet. La vitesse de déplacement était d'environ 1 mètre par seconde, et l'appareil se prêtait à l'enregistrement de phénomènes dont la fréquence atteignait 1.100 périodes par seconde.

L'écran du tube était au sulfure de zinc.

E. RIECKE. — Remarque relative au problème de la décharge stratifiée dans les tubes de Geissler. — P. 230.

Soit ln, la distance que doit parcourir un ion négatif dans le tube

envisagé pour posséder la force vive nécessaire pour produire une ionisation par choc ; soit de même *lp*, la distance que doit parcourir dans les mêmes conditions l'ion positif; pour qu'on puisse observer une décharge stratifiée, il est nécessaire que *ln* et *lp* ne soient pas premiers entre eux.

F. DESSAUER. — Production de rayons Röntgen durs. — P. 246-247.

Les expériences de l'auteur, faites en recevant sur une plaque photographique mobile les rayons ayant traversé une mince fente pratiquée dans une plaque de plomb, lui ont montré que chaque décharge d'une bobine de Ruhmkorff dans un tube de Röntgen se composait de plusieurs décharges partielles.

En intercalant dans la fente une feuille d'aluminium taillée en échelle et, par suite, d'épaisseur variable, on constate que la dureté de ces émissions partielles va en décroissant. L'auteur attribue ce fait au changement de résistance du tube, résistance qui est élevée au début de la décharge et qui décroît au fur et à mesure que les gaz s'ionisent.

Ces considérations l'ont amené à construire pour la production de rayons durs un appareil dans lequel la décharge est produite par un transformateur à courant alternatif. Immédiatement après le début de la décharge, un commutateur commandé par un moteur synchrone introduit une résistance dans le circuit du tube.

BR. GLATZEL. — Exposition des procédés modernes d'émission en télégraphie sans fil. — P. 247-249.

L'auteur expose le programme d'une conférence faite devant la Société des naturalistes et médecins à Münster et signale quelques expériences faites avec des courants de basse fréquence et permettant de mettre en évidence les principaux phénomènes utilisés pour la production des oscillations électriques.

Il signale en particulier l'appareil du comte Arco pour la production de courants alternatifs de très haute fréquence, appareil basé sur le même principe que les doubleurs de fréquence de Maurice Joly (1).

(1) *J. de Phys.*, 3e série, t. I, p. 310; 1911.

Il signale également le principe d'un autre transformateur de fréquence indiqué par Goldschmidt [1]. Une tôle d'acier de $0^{mm},05$ est enroulée sur elle-même à plusieurs reprises, de façon à constituer un tore. Ce tore est recouvert d'un enroulement magnétisant parcouru par un courant alternatif de fréquence n, qui donne au métal une aimantation longitudinale pendant qu'un courant continu circulant dans la tôle lui donne une aimantation transversale. Dans ces conditions, un courant de fréquence $2n$ prend naissance dans le circuit parcouru par le courant continu.

La superposition de p transformations de ce genre donne du courant de fréquence n^p alors qu'en général, dans les alternateurs de haute fréquence, on n'obtient avec p transformations que du courant de fréquence n^p.

Ce principe n'a été l'objet d'aucune application industrielle.

G. LUTZE. — Recherches relatives à la réception des signaux de télégraphie sans fil en ballon libre. — P. 288-296.

L'antenne était constituée par un fil de 100 mètres de long pendant au-dessous du ballon.

Elle était reliée à un contrepoids électrique constitué par trois cercles du même fil et entourant le ballon dans la région équatoriale.

Le récepteur était un détecteur électrolytique et l'intensité des signaux reçus était évaluée en cherchant la résistance maximum à mettre en dérivation sur le téléphone pour rendre la perception impossible.

Ce mode opératoire avait été comparé avec le dispositif consistant à mesurer l'énergie reçue au moyen d'un barretter intercalé dans un circuit couplé inductivement à l'antenne et une courbe d'étalonnement reliait la valeur du shunt du téléphone amenant l'extinction du son à la valeur de l'énergie reçue par l'antenne.

Une première ascension faite à des altitudes variant de 600 à 1.200 mètres montra que, pour des distances allant jusqu'à 120 kilomètres, l'énergie reçue dans une antenne décroissait comme la p^{me} puissance de la distance au poste d'émission, p étant un nombre compris entre 1 et 2.

[1] *Electrotechnische Zeitschrift*, p. 218-220.

Contrairement aux résultats de Mosler, il semblait qu'à distance égale du poste d'émission l'énergie recueillie décrût quand augmentait l'altitude du ballon. Une deuxième expérience dans laquelle la distance entre le ballon et le poste de Nordeich resta sensiblement constante montra qu'à 6.500 mètres l'énergie reçue n'était guère que la moitié de celle recueillie à 1.300 mètres, tandis qu'aucune influence de l'altitude ne put être mise en évidence au-dessous de 1.300 mètres. Des expériences faites par l'auteur après l'ascension montrent que ce résultat ne saurait être influencé par une modification de la sensibilité du détecteur provoquée soit par la diminution de la pression. soit par l'abaissement de la température.

H. ROHMANN. — Utilisation de la déviation des appareils de mesure (relais de haute sensibilité). — P. 350-352.

On peut, au-dessous du cadre mobile d'un galvanomètre, placer un enroulement relié à un condensateur et dont le plan, lorsque l'appareil est au zéro, est parallèle aux lignes de force du champ produit par un enroulement fixe parcouru par un courant de haute fréquence.

Toute déviation de l'appareil entraîne dans ce circuit auxiliaire la production de courants induits, dont l'intensité croît avec la déviation et qui sont susceptibles d'agir sur un galvanomètre thermique, placé dans ce circuit, et qui peut lui-même commander un relais. Si la condition de résonance est remplie entre la capacité du condensateur et la self-induction de l'enroulement auxiliaire mobile, le courant dans ce circuit de faible résistance ohmique, est sensiblement en quadrature avec le courant, dans l'enroulement inducteur, et la présence de ce dispositif n'augmente pas le couple résistant du galvanomètre.

Si on donne au condensateur une valeur telle que la longueur d'onde propre du circuit induit soit un peu plus faible que celle du circuit inducteur, la présence de ce circuit supplémentaire est susceptible de diminuer légèrement le couple résistant de l'appareil.

L'auteur décrit des expériences montrant la possibilité d'utiliser pratiquement ce dispositif.

R. Jouaust.

C. MÜLLY. — Électromètre de haute sensibilité. — P. 237-240.

Si l'on veut employer des fils de suspension très fins (de 3 à 7 μ) sans aboutir à des valeurs inacceptables de la période et de l'amortissement, il faut diminuer autant que possible le moment d'inertie de l'aiguille. Dans ce but l'aiguille et les quadrants ont la forme de fragments de cylindres verticaux coaxiaux.

Sensibilité maxima obtenue (sensibilité et zéro stables) : 45.000 divisions par volt sur une échelle à 3 mètres.

GÜNTHER NEUMANN. — Méthode photométrique simple pour la mesure de l'opacité d'une plaque photographique. — P. 241-245.

Montage simple et peu coûteux qui, à défaut d'un appareil spécial, permet d'adapter un photomètre ordinaire à la mesure de la distribution de l'opacité d'une plaque photographique.

L'auteur dispose deux fentes horizontales F_1 et F_2 devant les ouvertures d'un photomètre de Lummer et Brodhun et les éclaire à l'aide de deux lampes Nernst de 1.200 bougies L_1 et L_2. La plaque photographique peut être déplacée verticalement devant la fente F_1, la gélatine tournée vers la fente et rapprochée d'elle autant que possible. Deux plaques de verre finement dépoli sont interposées, l'une derrière la fente F_1, l'autre devant la fente F_2, le côté dépoli appliqué sur la fente. La lampe L_1 et le photomètre restant fixes, on établit l'égalité d'éclairement en déplaçant la lampe L_2 : les opacités des différentes régions de la plaque sont proportionnelles aux carrés des distances correspondantes de la lampe L_2 à la fente F_2.

Pour faire de bonnes mesures, il convient de remplacer la loupe d'observation par une lunette de faible grossissement (3 environ), afin de pouvoir diaphragmer et de fixer la position de l'œil à l'anneau oculaire.

La faiblesse de l'éclairement ne permet pas de donner à la fente F_1 une largeur inférieure à 0,08-0,1 millimètre.

CH. FORTIN.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE ;

T. XI ; 1913.

A. JAQUEROD et M. TOURPAIAN. — Sur le poids du litre normal des gaz chlore et tétrafluorure de silicium. Contribution à la détermination des poids atomiques du Cl et F. — P. 3.

On a appliqué à ces gaz difficiles à manier la méthode basée sur le principe d'Archimède et indiquée en 1911 (1). Le chlore a été préparé par trois méthodes : au début on a constaté des irrégularités attribuées à l'action de la lumière sur le Cl humide (production d'HCl et d'O) ; elles ont disparu en s'éclairant moins et en recouvrant de vernis noir toutes les parties de l'appareil où passait le gaz avant le tube à acide phosphorique.

On a trouvé comme poids du litre normal du chlore la valeur 3,214 et pour le coefficient de dilatation avec une pression initiale de 725 millimètres $\alpha = 0,003836$ entre 17° et 0°.

Pour le tétrafluorure de silicium : poids du litre normal 4,693 et coefficient de dilatation entre 30° et 0°, pression initiale 725 millimètres $\alpha = 0,003752$.

E. WOURTZEL. — Sur la densité du chlorure de nitrosyle et application de la loi des densités limites aux gaz facilement liquéfiables. — P. 29.

La détermination plus précise des densités et de la compressibilité des gaz effectuée sur des corps purs a confirmé le principe des densités limites en ce qui concerne les gaz dits permanents, mais son application a paru douteuse pour les gaz tels que SO^2, $(CH^3)^2O$, CH^3Cl, NH^3.

L'étude du chlorure de nitrosyle pouvait être intéressante à ce point de vue; elle a nécessité la mise en œuvre d'une méthode particulière, car ce gaz attaque violemment le mercure et se dissout dans les liquides. Il a fallu d'abord trouver une graisse à robinet remplaçant la graisse à base de caoutchouc employée généralement. On a mélangé 30 grammes de stéarine, 20 grammes de paraffine et on a chauffé pendant quatre à cinq heures en traitant d'abord par le chlore.

(1) *Archives des Sciences physiques et naturelles de Genève*, série 6, t. XXXI. p. 20.

puis par un mélange de chlore et d'oxyde azotique à 150-180°, enfin dans le vide pendant une journée; une telle graisse n'a aucune tension de vapeur à la température ordinaire.

On a employé la méthode du ballon, en évitant avec soin toute trace d'humidité, l'étude du coefficient de compressibilité a permis de ramener aux conditions normales les expériences faites vers 720 millimètres de pression. La méthode de M. D. Berthelot n'était pas applicable ici, on a calculé le poids du litre de gaz NOCl et son coefficient d'écart A_0^1 par extrapolation du produit pv en fonction linéaire de $\frac{1}{v}$. On a obtenu les valeurs suivantes :

$$L = 2{,}9919, \qquad A = 0{,}2396, \qquad M = 65{,}457.$$

Les valeurs chimiques les plus récentes du poids atomique de N et Cl; N = 14,008 et Cl = 35,460 donnent pour poids moléculaire de NOCl 65,468.

La revision d'après le même principe des valeurs récentes obtenues pour certains gaz liquéfiables indique que la loi est applicable aux gaz SO^2 et $(CH^3)^2O$, mais probablement pas à CH^3Cl et surtout au gaz ammoniac.

G. BAUME et F.-L. PERROT. — Poids atomique du chlore. — P. 53.

La détermination du rapport $\frac{HCl}{AzH}$ dans la réaction de l'ammoniaque sur l'acide chlorhydrique est possible si on arrive à régulariser cette réaction. Pour cela, il faut faire arriver le gaz HCl au contact de AzH^3 liquéfié dans des conditions de réfrigération intense. En calculant d'après les résultats obtenus le poids atomique du chlore en fonction de ceux de H et Az, on trouve 35,462; la valeur admise dans la table internationale est actuellement 35,463.

CH. MOUREU. — Recherches sur les gaz rares des sources thermales, leurs enseignements concernant la radioactivité et la physique du globe. — P. 63.

Après avoir indiqué en détail les méthodes employées pour recueillir les gaz dégagés au griffon des sources thermales, les débarrasser des gaz communs, étudier les résidus au spectroscope et en

effectuer le fractionnement, l'auteur expose les résultats généraux de l'étude de 70 sources.

Il fait remarquer d'abord l'extrême variabilité du débit de gaz et de la composition de ces gaz. L'oxygène est rare et, quand il existe, il est en proportion faible ; au contraire l'hélium, si rare dans l'atmosphère, est souvent débité en proportions considérables (10, 16 à Santanay (source lithium) pour 100 volumes de gaz brut). Il ne semble y avoir aucune relation entre la proportion d'hélium et la radioactivité des eaux, ce qui conduit à cette conclusion, que la plus grande partie de l'hélium dégagé ne provient pas d'une transformation récente de l'émanation (hélium jeune), mais bien d'hélium accumulé dans les roches depuis longtemps (hélium fossile). Quant à la proportion faible d'hélium dans l'atmosphère, elle s'explique par sa diffusion dans la haute atmosphère où il doit se trouver en grande quantité avec l'hydrogène. Les sources très riches en hélium se placent sur une ligne SO-NE de Moulins à Vesoul par Dijon.

Enfin la constance du rapport krypton-argon est très suffisamment prouvée par ces dosages pour permettre l'hypothèse d'une origine de ces gaz remontant à la période nébuleuse de notre planète ; hypothèse encore corroborée par la constance approximative des rapports des autres gaz, sauf pour l'hélium dont l'origine est toute autre.

G. Roy.

DÉTERMINATION DE LA DURÉE D'ÉTABLISSEMENT DE LA BIRÉFRINGENCE ÉLECTRIQUE;

Par M. C. GUTTON.

Des expériences que j'ai récemment décrites [1] ont montré que la biréfringence électrique des liquides n'est pas instantanée. Lorsque le champ de force électrique n'est établi que pendant un temps très court, la biréfringence n'atteint pas la grandeur qu'elle aurait dans un champ statique. J'ai pu depuis déterminer quelle est la durée de charge d'un condensateur au-dessous de laquelle la biréfringence d'un liquide qui baigne les armatures n'atteint pas sa valeur normale.

Comme dans les précédentes expériences, un faisceau de lumière passe successivement entre les armatures de deux condensateurs immergés dans des liquides différents; les lignes de force sont horizontales dans le premier et verticales dans le second. Les armatures sont reliées deux à deux, dé sorte que la différence de potentiel est la même pour les deux condensateurs. Ceux-ci sont disposés entre deux prismes de Glazebrook à l'extinction. La distance des armatures de l'un des condensateurs peut être modifiée à l'aide d'une vis à filet fin; on règle cette distance de façon à conserver l'extinction de la lumière par le prisme analyseur lorsqu'une machine de Holtz fournit aux condensateurs une charge statique. Les biréfringences des deux liquides se compensent alors exactement.

Si on relie ensuite les condensateurs à une ligne le long de laquelle se propagent des ondes de Hertz, la biréfringence, qui n'est pas instantanée, ne s'établit pas aussi complètement pour les deux liquides et l'extinction de la lumière par l'analyseur ne subsiste pas. Si, pour la rétablir, on doit diminuer la distance des armatures de l'un des condensateurs, c'est que la biréfringence du liquide dans lequel il est immergé ne s'est pas établie aussi complètement que celle de l'autre liquide.

En chargeant les condensateurs par des ondes de Hertz de fréquences de plus en plus faibles, on arrive à trouver une durée de charge assez longue pour que la compensation établie pour les

---

[1] *J. de Phys.*, 5e série, t. III, p. 206; 1913.

charges statiques subsiste pour les charges oscillantes. Les variations d'intensité du champ de force électrique sont alors assez lentes pour que les deux liquides puissent atteindre leur biréfringence normale. La durée de la charge des condensateurs étant égale au temps que les ondes de Hertz mettent à parcourir un quart de longueur d'onde, la mesure de la longueur d'onde permet d'obtenir la durée d'établissement de la biréfringence de celui des liquides pour lequel cette durée est la plus grande.

L'appareil dont je me suis servi a été décrit dans ce volume et est représenté par la *fig.* 4 (p. 210), toutefois les ondes au lieu d'être amenées de l'oscillateur aux condensateurs par des fils courts, parcourent une ligne de 16 mètres de longueur formée de 2 fils de cuivre de $0^{mm},5$ de diamètre tendus parallèlement à 5 centimètres de distance. Les ondes électriques sont assez intenses pour que les fils s'entourent d'une gaine lumineuse d'aigrettes. Lorsqu'on détache les extrémités de la ligne du reste de l'appareil, la réflexion sur les extrémités libres des fils, ou sur un pont qui les réunit, donne naissance à un système d'ondes stationnaires amorties. Aux nœuds de force électrique les aigrettes disparaissent et un internœud au moins est nettement visible ; la mesure de sa longueur fournit la valeur de la demi-longueur d'onde des oscillations hertziennes.

Les divers oscillateurs sont du genre de celui de Lecher, l'un d'entre eux a déjà été décrit et est représenté par la *fig.* 5 (p. 211 de ce volume). J'en ai employé deux autres analogues, également immergés dans l'huile ; ils m'ont donné des longueurs d'ondes de 95, 225 et 350 centimètres. Pour en obtenir de plus grandes, j'ai employé des condensateurs dont les armatures sont des plateaux de zinc de 50 centimètres de diamètre, le long du bord desquels est soudé un gros fil de laiton afin d'éviter les aigrettes. L'étincelle oscillante jaillit, dans un grand cristallisoir rempli d'huile de vaseline, entre les extrémités de deux tiges de laiton reliées aux plateaux primaires. On obtient des longueurs d'ondes comprises entre 575 et 1050 centimètres en modifiant soit la longueur de ces tiges, soit la longueur du fil qui relie les plateaux secondaires.

Les expériences ont été faites avec trois couples de liquides : bromonaphtalène et sulfure de carbone, sulfure de carbone et toluène, nitrobenzène et bromonaphtalène.

Sulfure de carbone. — La durée d'établissement de la biréfringence du sulfure de carbone a été obtenue par la comparaison de sa

biréfringence à celle du bromonaphtalène. Les armatures des condensateurs immergés dans les deux liquides sont des bandes de laiton de 1 centimètre de largeur. Un premier condensateur, dont les armatures sont fixées à distance invariable, a 6 centimètres de longueur et la distance des armatures mesurée au cathétomètre est $0^{cm},144$; il est contenu dans un tube de verre rempli de bromonaphtalène. Le second condensateur plongé dans le sulfure de carbone a 8 centimètres de longueur; la distance des armatures peut être modifiée. Lorsque l'extinction de la lumière par l'analyseur était obtenue pour des charges statiques, cette distance était de $0^{cm},295$.

Lorsque les condensateurs sont chargés par des oscillations hertziennes de courte longueur d'onde, on doit, pour conserver l'extinction, diminuer la distance des armatures du condensateur à sulfure de carbone, on en déduit que sa biréfringence suit les variations du champ de force électrique moins exactement que celle du bromonaphtalène.

Le tableau suivant donne, pour des oscillations hertziennes de diverses longueurs d'ondes, le rapport de la diminution de distance des armatures à leur distance totale primitive. La mesure de ce rapport se déduit de l'angle dont on a tourné la vis qui règle la distance des armatures du condensateur à sulfure de carbone.

$\frac{\lambda}{2} = 95^{cm}$	0,085	$\frac{\lambda}{2} = 575^{cm}$	0,020
225	0,052	765	0,008
350	0,045	850	0,000

On voit que le réglage établi pour les charges statiques subsiste lorsque la demi-longueur des ondes de Hertz atteint 850 centimètres. La charge des condensateurs se fait alors assez lentement pour que la biréfringence du sulfure de carbone puisse être complète. La durée de charge est égale au temps que les ondes mettent à parcourir un quart de longueur d'onde; il faut donc, pour que la biréfringence du sulfure de carbone atteigne sa valeur normale, un temps égal à $\frac{425}{3 \times 10^{10}}$ ou $\frac{1,4}{10^8}$ seconde.

Les dimensions des condensateurs pour lesquelles les biréfringences des deux liquides se compensent lors de la charge statique, permettent de trouver le rapport de la constante de Kerr du bromonaphtalène à celle du sulfure de carbone. En appelant, en effet, k et k'

ces constantes, v la différence de potentiel commune entre les armatures, l et l' les longueurs de celles-ci, a et a' leurs distances, on a :

$$kl\frac{v^2}{a^2} = k'l'\frac{v^2}{a'^2}.$$

Des dimensions des condensateurs données ci-dessus on déduit :

$$\frac{k}{k'} = 3{,}02.$$

Toluène. — Le toluène a une constante de Kerr plus faible que le sulfure de carbone, et sa biréfringence s'établit moins vite. En comparant les biréfringences de ces deux liquides, on obtient la durée d'établissement de la biréfringence du toluène.

Je me suis servi des mêmes condensateurs, le sulfure de carbone était dans le tube contenant le condensateur à armatures fixes. Lorsque la compensation des biréfringences est réalisée pour des charges statiques, on trouve la distance des armatures du condensateur à toluène égale à $0^{cm},234$; on en déduit que la constante de Kerr est 0,21 fois celle du sulfure de carbone.

Lorsqu'on charge avec des oscillations de Hertz, on doit diminuer la distance des armatures du condensateur à toluène. Le tableau suivant donne, pour diverses longueurs d'ondes, le rapport de cette diminution à la distance totale :

$\frac{\lambda}{2} =$	95^{cm}	0,066	$\frac{\lambda}{2} =$	720^{cm}	0,006
	225	0,047		850	0,005
	350	0,032		1.050	0,000
	550	0,016			

La biréfringence électrique du toluène ne s'établit complètement que si la demi-longueur d'onde est 1.050 centimètres ; la durée d'établissement est donc $\frac{525}{3 \times 10^{10}}$ ou $\frac{1,7}{10^8}$ seconde.

Bromonaphtalène. — La comparaison des biréfringences du nitrobenzène et du bromonaphtalène a donné la durée d'établissement de la biréfringence de ce dernier liquide.

A cause de la grande biréfringence du nitrobenzène, le condensateur dont il baigne les armatures doit avoir une très faible capacité ;

les armatures n'avaient que 1 centimètre de longueur et étaient distantes de $0^{cm},500$. Le condensateur à armatures mobiles, ayant 8 centimètres de longueur, était immergé dans le bromonaphtalène, et lorsque la compensation était établie pour des charges statiques, la distance des armatures était $0^{cm},240$. On en déduit que la constante de Kerr du nitrobenzène est 34 fois celle du bromonaphtalène.

Lorsque les condensateurs sont chargés par des ondes de Hertz, on doit, pour conserver l'extinction par l'analyseur, diminuer la distance des armatures du condensateur à bromonaphtalène. Le tableau suivant donne les diminutions relatives de cette distance pour diverses longueurs d'ondes :

$\frac{\lambda}{2} =$	95^{cm}	0,026
	225	0,014
	350	0,000

On voit que la durée d'établissement de la biréfringence du bromonaphtalène, $\frac{180}{3 \times 10^{10}}$ ou $\frac{0,6}{10^8}$ seconde, est beaucoup plus courte que celles qui correspondent au toluène et au sulfure de carbone.

Les mesures précédentes ont aussi été faites avec une autre série de condensateurs de dimensions différentes, et les résultats obtenus ont été les mêmes.

Les durées d'établissement de la biréfringence électrique sont de l'ordre du temps de relaxation de Maxwell, et d'autant plus courtes que la constante de Kerr est plus grande; ce résultat est d'accord avec la théorie développée par M. Langevin et d'après laquelle la biréfringence électrique serait le résultat d'une orientation moléculaire. Les expériences précédentes fournissent un moyen d'atteindre la valeur du temps nécessaire à cette orientation.

PHÉNOMÈNES CAPILLAIRES AU CONTACT DES SOLIDES ET DES GAZ;

Par M. G. REBOUL;

Quand un solide est en contact avec un gaz, il se produit une condensation du gaz à la surface du solide; d'après Quincke (1), la densité de la couche gazeuse superficielle augmenterait à mesure qu'on se rapproche de la surface du corps et elle atteindrait la densité de ce dernier à sa surface même. L'on sait que cette condensation est particulièrement vive pour les corps poreux ou sous forme pulvérulente. Je me propose de préciser ces actions de surface et de montrer qu'elles sont soumises aux lois que révèle l'étude des phénomènes classiques de capillarité : la concentration gazeuse n'est pas la même aux divers points de la surface de séparation solide-gaz, elle est plus grande aux points où la courbure moyenne est elle-même plus grande.

On est amené à cette conclusion par une voie assez indirecte : si la concentration du gaz n'est pas la même aux divers points de la surface de séparation et si le gaz attaque le solide, l'attaque doit être plus vive aux points où la concentration est plus grande, nous devons donc trouver une influence de la courbure des solides sur les actions chimiques qu'ils subissent.

Je décrirai d'abord les expériences montrant que l'action chimique dépend de la forme des corps intervenant, j'indiquerai ensuite quels renseignements on peut en conclure sur la distribution des molécules gazeuses dans le voisinage des corps solides.

I

1° L'expérience est disposée de la manière suivante : un ballon B (*fig.* 1) muni d'un long col (80 centimètres) est renversé sur la cuve à mercure. Il est relié à une pompe de Gœde par l'intermédiaire d'une jauge de Mac-Léod. Une tige de fer t, lestée par un morceau de platine p, flotte verticalement sur le mercure; on l'engage dans le col du ballon ; quand la pompe fonctionne, le mercure s'élève, il entraîne le flotteur dont l'extrémité libre se trouve ainsi amenée dans la

(1) Quincke, *Pogg. Ann.*, 108, p. 326; 1859.

chambre à vide de ce baromètre. On peut fixer à la partie supérieure du flotteur le corps qu'on veut étudier, on introduit ainsi facilement dans le ballon des solides de formes géométriques diverses (sphères, cônes, cylindres, etc..,).

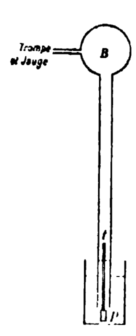


FIG. 1.

Le gaz produisant l'attaque est fourni par un morceau de caoutchouc rouge, qui sert en même temps de ligature pour fixer le solide à la tige de fer. Ce caoutchouc est vulcanisé au chlorure de soufre ; à la pression ordinaire la tension des vapeurs est très faible, mais dès qu'on arrive aux basses pressions (inférieures à 1 millimètre de mercure), il y a émission notable de vapeurs, et l'on constate que le cuivre et le mercure sont attaqués ;

2° Fixons au flotteur une lame de cuivre rectangulaire (18×15 millimètres environ); elle a été soigneusement polie avant son introduction dans l'appareil, elle est disposée horizontalement et se trouve à 7 ou 8 centimètres du morceau de caoutchouc. — Faisons fonctionner la pompe, arrêtons-la lorsque la pression atteint par exemple $\frac{1}{10}$ de millimètre ; au bout de quelques minutes, il se manifeste une attaque de la lame de cuivre ; mais cette attaque ne se produit pas d'une manière quelconque en se traduisant par un noircissement uniforme de la lame ; elle commence par les bords et avance lentement vers la partie centrale. L'attaque se poursuivant, il se forme des colorations de lames minces suivant des plages parallèles aux bords de la lame ; ces colorations renseignent sur l'épaisseur de la couche de sel formée aux divers points et par suite sur l'intensité de l'action chimique produite ; cette intensité a été plus vive sur les bords que sur la partie centrale. — Le cliché (*fig.* 2) montre une

série de lames qui ont été exposées dans les mêmes conditions, mais pendant des temps différents ; la photographie ne peut malheureusement pas rendre compte des colorations de la lame, mais elle indique assez nettement que les colorations sur les bords sont différentes de celles du centre.

Fig. 2.

Naturellement, quelle que soit la position de la lame (horizontale, verticale, etc...) le résultat est le même ; l'on ne peut donc pas dire que la non-uniformité de l'attaque provient de ce que la distance de ses divers points à la source du gaz actif n'est pas la même, ni faire intervenir la densité des vapeurs émises.

3° Les résultats précédents amènent à penser que l'intensité de l'action chimique dépend essentiellement des rayons de courbure du corps solide en ses divers points.

On fixe au flotteur une petite masse de cuivre en forme d'ellipsoïde allongé et l'on répète l'expérience précédente; on constate que l'attaque se produit en commençant par les sommets de l'ellipsoïde où les rayons de courbure principaux sont les plus petits. L'attaque se poursuivant, le sel formé recouvre finalement tout le corps, mais les colorations de lames minces qui se succèdent, indiquent une attaque plus prononcéee à partir des sommets de l'ellipsoïde.

Avec des sphères, l'attaque se produit uniforme, sauf au voisinage du point d'attache. Si l'on introduit dans le tube un ensemble de deux sphères, l'une de 10 millimètres, l'autre de 2 millimètres de diamètre, on constate que la sphère la plus petite est celle qui est le plus rapidement attaquée.

En variant la forme géométrique des solides essayés : prismes, pyramides, cylindres, cônes, etc..., on trouve toujours que l'attaque commence par les arêtes, ou par les points de plus grande courbure moyenne et que c'est en ces points qu'elle est le plus prononcée.

4° La critique que l'on peut faire aux expériences précédentes consiste en ce fait que le gaz réagissant est mal défini ; j'ai donc essayé de préciser les conditions et de voir si le phénomène est susceptible de généralisation.

On remplace le caoutchouc vulcanisé par un petit cristal d'iode, dans les mêmes conditions que précédemment on constate que l'argent, le cuivre sont attaqués, et l'on retrouve dans cette attaque les caractères précédents ; cependant, dans ce cas, le phénomène est fugitif à cause de la concentration relativement grande des vapeurs d'iode; on voit l'attaque commencer par les points de plus faibles rayons de courbure, mais les colorations de lames minces qui indiquent la profondeur de l'attaque se succèdent rapidement : en quelques secondes le corps se recouvre d'une teinte grise uniforme, et l'on n'a plus de renseignement sur l'intensité de l'action chimique aux divers points.

En modifiant légèrement l'appareil antérieurement décrit, par l'adjonction au ballon d'une tubulure latérale munie d'un robinet à vide, j'ai pu introduire divers gaz (chlore, brome) dans le ballon à réaction ; avec les mêmes métaux l'attaque se produit, et elle est plus vive aux points où la courbure moyenne est plus grande. La seule difficulté de l'opération étant d'introduire assez peu de gaz pour que l'attaque du solide soit très lente.

L'on comprend facilement qu'avec une atmosphère concentrée l'effet ne soit pas perceptible ; le seul moyen d'analyse que l'on ait pour suivre l'attaque consiste à utiliser les colorations de lames minces, il ne peut réussir que pour des quantités de sel très faibles, ne tombant d'ailleurs pas sous le coup des méthodes d'analyse ordinaire. On peut alors se demander si l'expérience ne réussirait pas à la pression ordinaire en mélangeant au gaz actif une très grande quantité de gaz inerte de manière que l'attaque du solide soit très lente.

L'expérience a été faite avec divers gaz : chlore, brome, vapeurs d'iode, hydrogène sulfuré, vapeurs d'acide azotique et différents métaux : argent, cuivre, mercure. Elle est très facile à réaliser.

Dans un récipient de grande capacité (1 ou 2 litres) on place soit quelques tout petis cristaux d'iode, soit des traces de vapeur de brome ou de chlore, soit encore une solution très étendue d'acide sulfhydrique ou d'acide azotique ; on suspend dans cette atmosphère le solide auquel on a donné la forme qu'on désire : lame rectangu-

laire, prisme, etc... On constate toujours que l'attaque commence par les arêtes ou par les points de plus faibles rayons de courbure et que c'est en ces points que la couche de sel formé est plus épaisse.

La nécessité d'employer des gaz attaquant divers métaux à la température ordinaire et donnant des composés transparents, limite le champ des expériences; il semble cependant permis d'énoncer la loi suivante : *Dans l'action d'un gaz sur un solide l'attaque est plus vive aux points où la courbure moyenne est plus grande.*

II

Comment se traduit sur la quantité de sel formé l'influence du rayon de courbure? la question est assez facile à résoudre de la manière suivante : les colorations de lames minces produites à la surface du corps attaqué renseignent sur l'épaisseur de la couche de sel et permettent ainsi sans difficulté le dosage relatif et instantané de quantités minimes du composé. Il suffit de prendre des corps de courbure différente, de les exposer dans les mêmes conditions à l'atmosphère réagissante et de déterminer ensuite, d'après la coloration de la lumière réfléchie, l'épaisseur relative de la couche de sel qui a été formée. Pour cela, je me suis servi des tables donnant les couleurs produites par des rayons de lumière blanche normaux à une lame d'air d'épaisseur donnée [1]. Pour avoir la vraie valeur de l'épaisseur, il faudrait connaître l'indice de réfraction de la substance et la perte de phase subie par la lumière au moment de la réflexion sur les couches métalliques [2]. La connaissance de ces vraies valeurs ne changerait d'ailleurs rien aux conséquences que l'on peut déduire des valeurs relatives des résultats.

On prend une série de cylindres de diamètre différent; leur longueur est d'environ 6 centimètres, leurs extrémités ont été paraffinées ou étamées sur une longueur de 1 centimètre de manière à éviter les perturbations dues aux arêtes de la coupure; après l'attaque, chacun des cylindres présente une teinte uniforme. Par exemple, avec une série de 6 cylindres de cuivre maintenus pendant 25 minutes à une pression de $0^{mm},6$, le caoutchouc vulcanisé étant la

---

(1) Dufet, *Recueil de données numériques*, publié par la Société Française de Physique, t. III, p. 1167 et suivantes.

(2) G. Meslin, *Ann. de Ch. et Phys.*, 6e série, t. XX, p. 89 et suivantes.

source d'émission du gaz actif, on obtient les résultats suivants :

Diamètre (millimètre)	Teinte	Épaisseur correspondante (unités arbitraires)
1,5	Rouge	250
1	Violet	280
0,78	Bleu	300
0,55	Bleu pâle	340
0,35	Vert jaunâtre	400
0,23	Jaune	450

Ces résultats vérifient assez bien une relation de la forme :

$$a^q = \frac{b}{2R} + c, \tag{1}$$

q, épaisseur de la couche de sel, R, rayon du cylindre ; a, b, c, sont des constantes qui, dans l'exemple précédent, prennent les valeurs :

$$a = 1{,}003, \qquad b = 6{,}46, \qquad c = 18{,}09.$$

En substituant dans les deux membres de l'équation (I), on obtient les résultats suivants :

$$22{,}39 = 22{,}39 \quad 24{,}67 = 24{,}55, \quad 26{,}31 = 26{,}37 \quad 29{,}96 = 29{,}83,$$
$$36{,}30 = 36{,}49, \quad 43{,}4 = 43{,}8.$$

Plusieurs autres séries de cylindres dans des conditions de pression un peu différentes ont donné la vérification de la même formule avec des valeurs des constantes a, b, c légèrement différentes. La même vérification a été faite de même manière avec des cylindres d'argent attaqués à la pression ordinaire par des vapeurs d'iode.

On peut vérifier la même formule d'une manière un peu différente : on prend un solide aux divers points duquel on peut facilement mesurer les rayons de courbure principaux, par exemple un cône, on l'expose à l'atmosphère active, on détermine ensuite l'épaisseur du sel correspondante aux divers points. Un cône de cuivre exposé pendant une heure et demie à une pression de $0^{mm},22$ donne les résultats suivants :

Rayon de courbure (millimètres)	Teinte	Épaisseur correspondante [1]
2,5	Pourpre	124
2	Violet	140
1,6	Indigo	160
1,3	Bleu ciel	180
1,1	Bleu clair	215
0,5	Vert jaune	275
0,4	Jaune	294

[1] En admettant une perte de phase égale à π.

Ce qui vérifie à peu près la formule (1) pour :

$$a = 1{,}014, \qquad b = 50{,}33 \qquad \text{et} \qquad c = -5{,}65.$$

En substituant dans (1), l'on obtient en effet :

$$5{,}54 = 4{,}35, \qquad 6{,}92 = 6{,}93, \qquad 9{,}12 = 10 \qquad 12 = 13{,}6 \qquad 19{,}5 = 19{,}5,$$
$$44{,}67 = 44{,}35, \qquad 58{,}08 = 56{,}89.$$

Étant donnée la grande difficulté que l'on éprouve à apprécier exactement les diverses teintes et la discordance que présentent entre elles les tables suivant leur auteur (1), la relation apparaît comme suffisamment vérifiée.

Dès que l'épaisseur devient telle qu'on arrive aux colorations du troisième ordre, la vérification de la formule (1) devient mauvaise. Ce sont d'ailleurs les couleurs du premier et deuxième ordre qu'on peut apprécier avec le plus de précision.

III

Si l'on fait l'hypothèse qu'il y a augmentation de la concentration gazeuse aux divers points de la surface de séparation du métal et du gaz, il devient facile de montrer que la relation (1) est une conséquence de la formule que Laplace a donnée pour les phénomènes capillaires.

Soit q l'épaisseur de la couche de sel formé au temps t, par unité de surface la quantité de composé sera q. La vitesse $\frac{dq}{dt}$ de la réaction chimique est proportionnelle à la concentration Γ du gaz réagissant ; en outre cette vitesse diminue à mesure que l'épaisseur du composé formé augmente, puisque ce composé gêne le contact du solide et du gaz ; admettons que cette diminution ait lieu suivant une loi exponentielle, on aura :

$$\frac{dq}{dt} = K\,\frac{\Gamma}{a^q},$$

K pouvant d'ailleurs être une fonction de t. Pour une durée d'exposition toujours la même, t étant constant, l'épaisseur de la couche de

(1) Wertheim, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. XL, p. 180 ; 1854 ; — Rollett, *Sitzb-Akad. Wien.*, t. VII (III Ab.), p. 177 ; 1878.

sel formé sera donc liée à la concentration par une expression de la forme :

$$a^q = k'\Gamma + c.$$

En comparant à la formule (I) que donne l'expérience, on voit que la concentration du gaz est liée à $\frac{1}{R}$ par une relation linéaire.

En chaque point de la surface de séparation d'un solide et d'un gaz, il y a une concentration de l'atmosphère gazeuse proportionnelle à la courbure de la surface au point considéré.

On exprime la même chose en disant *qu'il y a, en chaque point de la surface de séparation solide-gaz, un excès de pression proportionnel à la courbure moyenne*. On retrouve ainsi la formule de Laplace.

MESURES INTERFÉRENTIELLES DE LONGUEURS D'ONDE DANS LE SPECTRE DU FER.

Par M. K BURNS.

Les mesures spectroscopiques de grande précision ont exigé la détermination des longueurs d'onde de raies servant de repères ; des déterminations faites dans le spectre du fer, au moyen des interférences, ont fourni un système de raies de référence qui, mesurées de façon très concordante dans plusieurs laboratoires ([1]), sont généralement employées sous le nom d'étalons internationaux ([2]).

Je me suis proposé de compléter la série de ces étalons :

1° Du côté des grandes longueurs d'onde, les étalons internationaux s'arrêtent à la longueur d'onde 6500. J'ai pu, en utilisant les procédés actuels de sensibilisation des plaques photographiques, étendre les mesures interférentielles dans le spectre du fer jusqu'à la longueur d'onde 8824, c'est-à-dire dans tout l'extrême rouge et une partie de l'infra-rouge;

2° Dans la région jaune et orangée, où les fortes raies du fer sont

(1) Buisson et Fabry, *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 169; 1908; — Eversheim, *Ann. der Physik*, 4e série, t. XXX, p. 815; 1909; Pfund, *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, p. 197; 1908.

(2) Kayser, Fabry et Ames, *Astrophysical Journal*, t. XXXII, p. 215 et t. XXXIII, p. 85.

peu nombreuses et manquent de netteté, j'ai pu mesurer un grand nombre de raies faibles mais fines.

En outre, les raies mesurées jusqu'ici par interférence sont distantes les unes des autres d'environ 50 angströms, intervalle un peu trop grand dans beaucoup de cas. J'ai autant que possible mesuré des raies plus rapprochées dans la région que j'ai étudiée.

En résumé, j'ai déterminé par interférence 125 raies entre les longueurs d'onde 5434 et 8824.

Méthodes et appareils. — La méthode employée est celle de MM. Buisson et Fabry [1]. Les appareils ont été installés dans une cave de la Faculté des sciences de Marseille où la température reste presque constante.

J'ai employé des étalons interférentiels ayant des épaisseurs de $2^{mm},5$, de 5 millimètres, et de $7^{mm},5$; les deux premiers étaient en acier et le troisième en invar. Ce dernier métal présente ce grand avantage que l'épaisseur reste parfaitement invariable pendant la durée de la pose photographique.

Les interférences sont projetées, au moyen d'un objectif de 26 centimètres de distance focale, sur la fente de l'appareil dispersif nécessaire pour séparer les anneaux produits par les diverses raies du spectre étudié. Comme, dans la région étudiée, les raies du spectre du fer ne sont pas extrêmement serrées, l'emploi d'une très forte dispersion n'est pas nécessaire; par contre il est utile que l'appareil dispersif soit très lumineux, pour ne pas trop augmenter les temps de pose lorsqu'on veut mesurer des raies de faible intensité. J'ai employé le spectroscope autocollimateur de Fabry et Jobin [2], ayant un objectif de 1 mètre de foyer et deux prismes de flint dense, traversés deux fois par la lumière. Comme dans tous les appareils à prismes, la dispersion diminue rapidement vers les grandes longueurs d'onde. Sur la plaque photographique, une longueur de 1 millimètre correspond à 9 angströms dans la région 5500 et à 30 angströms dans la région 8800. Cette faible dispersion dans l'infra-rouge n'est pas gênante, parce que, dans cette région, les raies du spectre du fer sont très peu serrées ; elle a cet avantage que, sur un même cliché, on a une grande étendue de spectre. Pour toute la portion du spectre étudiée (entre 5400 et 8800) il a suffi de faire deux séries de clichés photographiques, avec deux positions différentes

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 169; 1908.
(2) *J. de Phys.*, 4e série, t. III, p. 202; 1904.

de la partie mobile du spectroscope ; dans l'une des positions on avait le spectre entre 5400 et 6700, dans l'autre entre 6100 et 8900.

L'arc, produit entre deux tiges de fer de 6 millimètres de diamètre, était alimenté par une distribution de courant continu à 220 volts. L'intensité du courant était d'environ 6,5 ampères. On utilisait seulement la portion centrale de l'arc, dont l'image était projetée sur un diaphragme placé sur l'étalon interférentiel. L'arc avait une longueur de 7 millimètres pour les mesures dans la région jaune et rouge, et 5 millimètres pour le rouge extrême et l'infra-rouge.

Plaques photographiques. — Toutes les mesures ont été faites par photographie. Les plaques, du format 9 × 12, étaient soit des plaques Lumière Sigma, soit des plaques Seed 27 de la Société Eastmann-Kodak, sensibilisées pour la région à étudier.

Pour la région des très grandes longueurs d'onde (6100-8900) les plaques étaient sensibilisées à la dicyanine. Le bain sensibilisateur a la composition suivante :

Eau	50	centimètres cubes
Alcool	50	—
Ammoniaque	6	—
Solution alcoolique de dicyanine au millième	4	—

Dans l'obscurité complète, les plaques sont baignées 5 minutes dans ce liquide à la température de 19° ; elles sont ensuite rapidement rincées à l'alcool, secouées pour éliminer les gouttes et séchées aussi rapidement que possible dans une boîte obscure traversée par le courant d'air d'un ventilateur électrique. Les plaques doivent être employées peu de temps après leur préparation.

Pour la région 5400-6700, on a employé la formule de Wallace [1] légèrement modifiée. Le bain de sensibilisation a la composition suivante :

Eau	125	centimètres cubes
Alcool	95	—
Solution alcoolique de pinacyanol au millième	4	—
Solution alcoolique de homocol au millième	3	—
Solution alcoolique de pinaverdol au millième	3	—
Ammoniaque	12	—

(1) W.-W. Campbell, *Lick Observatory Bulletin*, 5, p. 151.

Le traitement se fait de la même manière que dans le cas précédent.

Mesures et réductions. — Ainsi qu'il a été dit plus haut, on a fait deux séries différentes de clichés photographiques, l'une se rapportant à la région 5400-6700, l'autre à l'intervalle 6100-8900.

Les diamètres des anneaux étaient mesurés sur un comparateur de Gartner, qui donne le micron par lecture directe, précision bien supérieure à celle que comportent les mesures; l'exactitude de la vis est beaucoup plus grande qu'il ne serait nécessaire. Comme valeurs approchées des longueurs d'onde pour le calcul des numéros d'ordre on a pris les valeurs données par Kayser (*Handbuch der Spectroscopie*, t. VI).

Les calculs ont été conduits de manière un peu différente pour les deux séries de clichés :

1° Dans la région comprise entre 5400 et 6700, on avait déjà dans le spectre du fer une série de raies exactement connues comme étalons internationaux. Cela permet d'éliminer toute difficulté due aux changements de phase par réflexion sur l'argent, sans qu'il soit nécessaire d'employer plus d'une épaisseur d'appareil interférentiel. On s'est servi d'un étalon ayant 5 millimètres d'épaisseur. Les mesures ont été faites sur huit clichés différents, quatre obtenus avec 5 minutes de pose pour mesurer les raies fortes, et quatre avec pose de 20 minutes pour les raies faibles. La fente du spectroscope avait une largeur de $0^{mm},04$.

Pour le calcul des longueurs d'onde, on utilise les lignes étalons internationaux placées aux deux extrémités de la plaque. Pour l'une de ces raies, arbitrairement choisie, on calcule exactement l'ordre d'interférence, d'où l'on déduit la valeur de la différence de marche au moyen de la longueur d'onde connue de la raie employée. On calcule alors, en supposant constante cette différence de marche, les longueurs d'onde de toutes les raies contenues sur la plaque. Parmi celles-ci, se trouvent un certain nombre de lignes connues comme étalons internationaux ; les valeurs trouvées diffèrent légèrement des valeurs exactes à cause des changements de phase. On trace une courbe qui donne, en fonction de la longueur d'onde, l'erreur ainsi commise. Cette courbe (pratiquement une ligne droite) sert à corriger les longueurs d'onde des lignes inconnues. On élimine ainsi en même temps l'influence de la variation de la dispersion de l'air avec la température et la pression.

2° Cette méthode de réduction n'était pas applicable dans la région des très grandes longueurs d'ondes, où les mesures précises faisaient jusqu'ici complètement défaut. On s'est servi de deux épaisseurs d'appareil interférentiel : $2^{mm},5$ et $7^{mm},5$. Les temps de pose ont été de trente minutes pour les clichés destinés aux mesures sur les raies fortes et deux heures pour les raies faibles. Les mesures ont été faites sur deux clichés à pose courte et cinq à pose longue. La fente avait, comme précédemment, $0^{mm},04$, excepté pour trois des clichés à longue pose où, pour avoir plus de lumière, on lui avait donné $0^{mm},1$ de largeur.

Sur chaque cliché on trouve, du côté des petites longueurs d'onde (région 6200-6500), des raies connues comme étalons internationaux. On s'en sert pour déterminer la différence de marche qui a servi à produire les interférences. On peut alors, en négligeant la variation de changement de phase par réflexion sur l'argent, calculer les longueurs d'ondes approchées de toutes les lignes. Les nombres ainsi obtenus doivent être corrigés de l'effet des changements de phase. On y arrive en comparant les valeurs, trouvées comme on vient de l'indiquer, avec deux épaisseurs différentes de l'appareil interférentiel; si l'effet des changements de phase n'existait pas, on trouverait dans les deux cas la même valeur de la longueur d'onde; on trouve en réalité deux nombres très légèrement différents. Si e et e' sont les épaisseurs de l'appareil interférentiel épais ($7^{mm},5$) et de l'appareil mince ($2^{mm},5$), et si λ et λ' sont les deux valeurs brutes trouvées pour la longueur d'onde d'une même ligne, le nombre λ trouvé avec l'étalon épais doit subir une correction égale à $(\lambda - \lambda')\dfrac{e'}{e - e'}$. Il n'est pas nécessaire de refaire le calcul de cette correction sur toutes les raies ; il suffit de le faire pour quelques raies, afin de voir comment la correction varie avec la longueur d'onde. La correction s'est trouvée, dans toute la région étudiée, extrêmement faible ; ce n'est que pour la raie 8824 qu'elle atteint 0,001 angström.

Les corrections dues au changement de dispersion de l'air avec la température et la pression ont été calculées et trouvées complètement négligeables.

Résultats. — Le tableau suivant donne les résultats obtenus. La première colonne donne la longueur d'onde dans l'air à 15° et 76 centimètres, rapportée au système international (raie rouge du cadmium

6438, 4696). La seconde colonne donne l'intensité de la ligne d'après les tables de Kayser (*Handbuch der Spectroscopie*, t. VI). La troisième colonne donne une estimation de la précision avec laquelle la longueur d'onde est déterminée, au moyen des signes conventionnels suivants : A indique que la longueur d'onde paraît déterminée avec une incertitude d'au plus ± 0,0005 angström ; B indique que l'incertitude est comprise entre ± 0,0005 et ± 0,001 angström ; C indique une incertitude de ± 0,001 à ± 0,0015 ; enfin D indique une incertitude supérieure à ± 0,0015. Les lignes marquées A sont d'excellents étalons; les lignes B peuvent encore être employées dans les mesures ; les lignes de qualité C doivent être traitées avec suspicion ; enfin les lignes marquées D sont ou bien des lignes très faibles et difficiles à mesurer, ou bien des raies larges. On ne doit pas les employer comme étalons.

J'ai trouvé que les étalons internationaux formaient un ensemble très concordant. Quelques-uns seulement m'ont donné des valeurs différant de plus de 0,001 de la valeur jusqu'ici admise; ces raies ont été comprises dans la table, et alors la troisième colonne donne la différence, en millièmes d'angström, entre la valeur internationale et le nombre que j'ai trouvé.

Deux des étalons internationaux, 5569 et 6430, ont été trouvés un peu moins bons que les autres, particulièrement sur les clichés trop posés.

Quelques remarques relatives à certaines lignes ont été placées à la suite de la table, en particulier pour comparer mes valeurs avec celles d'autres observateurs. Dans ces notes, S désigne les valeurs trouvées par Saint-John et Ware (1); G désigne les mesures de Goos (2); F et B les mesures de Fabry et Buisson (3); E les mesures d'Eversheim (4); B les mesures de Burns faites au moyen d'un réseau (5). Ces derniers résultats ont été cités toutes les fois que l'écart avec la mesure interférentielle dépasse 0,004 angström.

(1) *Astrophysical Journal*, t. XXXVI, p. 14; 1912.
(2) *Astrophysical Journal*, t. XXXVII, p. 48; 1913.
(3) *Loc. cit.*
(4) *Loc. cit.*
(5) Mesures faites au Laboratoire de physique de l'Université de Bonn, et non encore publiées.

Longueurs d'onde	Intensité	Caractère	Longueurs d'onde	Intensité	Caractère
5434,529	5	— 2	6322,697	4	A
5436,597	2	B	6335,343	6	— 2
5446,922	6	A	6336,842	7	B
5473,912	4	B	6344,158	3	C
5483,118	3	C	6355,040	3	B
5497,520	4	+ 2	6358,683	3	B
5525,558	3	C	6380,752	4	C
5543,184	3	C	6408,042	4	C
5543,933	3	B	6430,857	5	+ 2
5563,608	3	B	6462,737	3	A
5567,399	3	B	6481,882	3	B
5598,293	3	B	6494,991	6	+ 2
5602,962	5	C	6518,378	4	B
5618,646	2	C	6546,247	6	A
5638,276	4	B	6569,238	5	B
5641,458	3	B	6575,032	4	B
5655,505	3	B	6592,925	6	B
5693,638	2	C	6609,123	4	A
5701,553	4	A	6663,454	5	A
5709,395	2	B	6678,000	6	A
5717,852	4	B	6750,164	5	A
5731,773	4	B	6828,617	4	C
5741,865	2	B	6843,681	6	C
5753,142	5	A	6855,184	10	C
5775,101	4	B	6916,712	7	D
5791,046	3	C	6945,215	10	B
5793,938	2	C	6978,861	10	A
5809,250	2	C	6999,932	6	D
5862,347	6	C	7016,082	3	B
5883,842	3	C	7038,257	6	C
5905,682	4	B	7068,421	6	A
5916,254	4	B	7090,416	6	B
5934,682	5	D	7130,958	7	C
5952,742	5	C	7164,481	6	B
5956,695	4	D	7187,348	10	B
5984,808	5	C	7207,431	8	A
6003,036	4	B	7223,677	3	C
6008,584	5	B	7239,914	2	D
6013,517	2	A	7293,091	3	C
6020,177	4	A	7389,437	3	B
6021,824	2	C	7411,192	3	C
6042,092	4	B	7445,781	3	A
6055,990	4	B	7495,106	3	B
6078,485	4	B	7511,054	4	C
6089,570	3	C	7531,192	4	C
6102,185	5	B	7568,929	5	D
6127,919	4	B	7664,304	3	C
6157,736	4	A	7748,285	2	C

Longueurs d'onde	Intensité	Caractère	Longueurs d'onde	Intensité	Caractère
6165,372	3	B	7780,597	3	C
6170,495	4	B	7832,243	3	C
6173,347	4	C	7937,182	2	C
6200,323	4	A	7945,889	2	C
6213,439	5	A	7998,986	2	B
6215,154	4	A	8046,087	2	B
6219,289	5	A	8085,219	2	B
6240,659	3	B	8220,422	3	B
6246,339	5	C	8327,080	3	B
6252,567	6	B	8387,785	2	B
6254,268	4	B	8468,427	2	D
6256,372	4	B	8661,920	1	D
6265,143	5	+ 2	8688,640	2	C
6280,625	3	B	8824,254	1	—
6297,801	4	A			

5543,953 S = 944, G = 945, B = 951.

5598,293 S et G trouvent cette ligne variable, B = 298.

5641,458 B = 464, G = 445. Dans la région qui commence ici, Goos a employé comme étalons des lignes du nickel, qu'il trouve peu satisfaisantes ; il y a une différence systématique, entre ses mesures et les miennes, d'environ 0,010.

5709,395 FB = 396.

5717,832 G = 839 (voir ci-dessus), B = 848.

5775,101 G = 103, B = 095.

5793,938 B = 932, ligne médiocre.

5916,254 G = 237, B = 250.

5934,682 F.B = 683.

5952,742 F.B = 739, G = 744, B = 750. Cette dernière valeur est incertaine à cause du voisinage d'une ligne due à une impureté. Ligne médiocre.

5956,695 B = 700, ligne médiocre.

6003,036 F.B = 039.

6013.517 S = 528 et 516, G = 519. Manganèse.

6021,824 G = 829, B = 820, S = 830 et 824. Manganèse.

6042,092 S = 083 et 093, G = 084, B = 085.

6170,495 B = 499.

6240,659 G = 662, B = 652.

6246,339 S = 350 et 337, G = 351, B = 345.

6494,991 Les mesures avec l'étalon de 5 millimètres donnent 993. Cette ligne est trop forte pour être mesurée exactement sur la plupart de mes clichés de spectre de réseau, sur lesquels elle donne des valeurs très variables.

6546,247 Les mesures avec l'étalon de 5 millimètres donnent 254. E = 252, B = 252. Cette ligne et la précédente sont peut-être variables.

6569,238 Ligne médiocre sur les spectres de réseau.

6592,925 E = 931, B = 928.

6678,000	E = 008, B = 000.
6750,164	E = 162.
6945,215	E = 223.
7016,082	B = 076.
7038,257	Résultats très discordants par les mesures au réseau.
7239,914	B = 904.
7495,106	B = 100.
7511,054	B = 059.
7531,192	B = 182, probablement variable.
7568,929	Probablement variable.

Comparaison avec les mesures antérieures. — Mes mesures sont en très bon accord avec celles de Goos, excepté dans la région 5800 où il existe un désaccord notable. Ce dernier fait s'explique probablement par la nature des étalons employés par Goos pour ses interpolations ; comme, dans cette région, il n'existait pas de bonnes raies du fer exactement connues, Goos a dû employer des lignes du nickel qui, d'après ses propres observations, ne sont pas très satisfaisantes.

En comparant mes mesures avec celles de Saint-John et Ware, on trouve une bonne concordance pour les lignes qui se déplacent peu sous l'action de la pression ; il n'y a d'exception que pour les quatre raies : 6127, 6157, 6165 et 6173 ; pour ces quatre lignes, mes nombres, en excellent accord avec ceux de Goos et avec le résultat des mesures que j'ai faites au moyen du réseau, diffèrent d'environ 0,006 angström des résultats de Saint-John et Ware ; cet écart est difficile à expliquer.

Pour certaines raies qui se déplacent fortement sous l'action de la pression, Saint-John et Ware ont trouvé, sur des clichés faits au mont Wilson, des valeurs un peu différentes de celles qu'ils ont obtenues à Pasadena ; ces observateurs ont attribué l'écart à la diminution de pression lorsqu'on s'élève dans l'atmosphère. Seize de ces lignes se trouvent dans ma table ; mes valeurs s'accordent mieux avec celles trouvées au mont Wilson qu'avec celles de Pasadena. Comme mes mesures ont été faites à Marseille, qui est pratiquement au niveau de la mer, c'est le contraire qui aurait dû se produire si l'effet de pression était seul en jeu. Il est probable que les petites différences constatées tiennent, au moins en partie, à de petits déplacements des lignes selon la portion utilisée de l'arc, sa longueur et l'intensité du courant. Ce sont justement les raies les plus sensibles à l'action de la pression qui sont sujettes à des déplacements sous

ces influences. Il vaudrait évidemment mieux ne pas employer de telles lignes comme étalons; malheureusement, dans certaines parties du spectre du fer, les lignes non sujettes à ces accidents sont ou très peu nombreuses ou très faibles.

Cette question a été récemment étudiée par Goos [1], qui, pour éviter toute erreur due aux causes que je viens de citer, propose de définir exactement les conditions d'emploi de l'arc (longueur, région utilisée, intensité). C'est là, sans doute, une excellente idée. Je ferai seulement remarquer qu'il serait désirable d'employer diverses intensités de courant selon la région du spectre que l'on désire étudier. C'est ainsi qu'il est difficile de photographier l'infra-rouge avec un arc à faible intensité, tandis que dans l'ultra-violet les raies sont élargies lorsque le courant est intense. Quoique l'on fasse, dans certaines régions du spectre on sera obligé d'employer des lignes sujettes à de petites incertitudes. Il serait désirable que les lignes étalons fussent plus nombreuses (par exemple tous les 10 angströms au lieu de l'intervalle d'environ 50 qui existe entre les étalons internationaux); naturellement, toutes ces lignes devraient être mesurées par interférences, pour que chaque ligne soit connue indépendamment des autres.

Aucun des spectres qui ont été proposés pour remplacer celui du fer dans la région 5800 n'a donné les résultats espérés. Les raies du nickel ne sont pas assez fines; celles du baryum m'ont paru variables. Dans l'état actuel des choses, l'emploi du spectre du fer, même dans cette région où il n'est pas entièrement satisfaisant, me paraît la meilleure solution. Lorsqu'on emploie à la fois le spectre du fer et celui du baryum, ce qui est facile en plaçant un peu d'un sel de baryum sur les électrodes en fer, quelques-unes des raies des deux métaux se trouvent être si voisines qu'elles deviennent inutilisables.

Avantages de la méthode interférentielle pour la mesure des longueurs d'onde. — La méthode interférentielle n'a été employée que par un très petit nombre d'observateurs, en vue d'établir des repères destinés à servir dans les mesures faites au moyen de réseaux.

---

(1) *Loc. cit.*, et travail non encore publié que l'auteur a bien voulu me communiquer.

Aussi n'est-il pas inutile d'appeler l'attention sur les avantages qu'offre l'emploi de l'interféromètre. Il permet de faire des mesures très précises, sans avoir à se rattacher à une autre série de raies voisines; on peut utiliser, comme raies de comparaison, des lignes placées dans n'importe quelle région du spectre. La mesure des diamètres d'anneaux n'exige qu'une très faible précision, et les erreurs de l'appareil de mesure n'interviennent pas, tandis que, dans le cas d'interpolations au moyen de réseaux, il faut mesurer les intervalles entre les lignes avec une précision de l'ordre du micron, et cela sur de grandes longueurs. L'influence des changements de température pendant la pose photographique peut être facilement éliminée, parce que seule la température de l'appareil interférentiel doit rester à peu près invariable. L'appareil dispersif ne sert qu'à séparer les phénomènes dus aux diverses lignes; sa dispersion n'intervenant pas dans l'exactitude des résultats, on peut choisir un appareil très lumineux, permettant de photographier sur une seule plaque une grande étendue du spectre; les temps de pose ne sont pas plus longs que lorsque l'on a à photographier un spectre très dispersé avec un grand réseau. Les calculs ne sont pas plus longs que dans le cas des mesures avec un réseau.

Il est désirable que, dans tout le spectre du fer, un plus grand nombre de lignes soient mesurées par interférence; les mesures au moyen de réseaux en seraient bien facilitées, car l'interpolation est d'autant plus facile et plus sûre que les repères connus sont plus rapprochés. Peut-être dans toute la région des longueurs d'onde supérieures à 5000, serait-il désirable que toutes les lignes fussent ainsi mesurées. Pour les longueurs d'onde plus petites, les lignes sont si nombreuses qu'il suffirait d'en mesurer une partie.

J'ai pu accomplir ce travail comme « Martin Kellogg fellow » de l'Observatoire Lick (Université de Californie). MM. Fabry et Buisson ont bien voulu mettre à ma disposition les appareils qui leur avaient servi dans leurs mesures et m'aider de leurs conseils. Je leur adresse mes vifs remerciements.

SUR L'ABERRATION DE SPHÉRICITÉ DANS LES OBJECTIFS [1];

Par M. Louis DUNOYER.

On trouve maintenant l'exposé de la méthode imaginée par Abbe pour le calcul des aberrations dans divers ouvrages français sur l'optique géométrique. Je citerai en particulier l'excellent volume de M. J. Blein, paru dans l'Encyclopédie scientifique. Mais on n'y trouve pas, à ma connaissance, d'applications de cette méthode de calcul à des cas déterminés ; les formules générales, d'aspect assez peu engageant, ne semblent pas facilement utilisables. Il est aisé d'en tirer cependant quelques résultats simples ; c'est ce que je me propose de faire ci-dessous, sans d'ailleurs avoir l'ambition de rien apprendre aux techniciens. Mais je crois qu'il y aurait intérêt, pour quiconque désire combiner un montage optique, à dépendre le moins possible du technicien et à pouvoir, grâce à une connaissance suffisamment *pratique* des calculs auxquels conduisent les méthodes d'Abbe, approprier le mieux possible les moyens optiques employés au but à atteindre. Pour acquérir cette connaissance pratique, le mieux est sans doute d'appliquer jusqu'au bout, à quelques cas particuliers, les formules générales. C'est le but modeste que j'ai poursuivi ; on est ainsi conduit sans difficulté à préciser les conditions de construction d'un objectif, ressemblant beaucoup à un gros objectif de microscope, ou encore à un condensateur d'Abbe et apte à rendre des services dans un certain nombre de cas, à cause des grandes ouvertures qu'il permet de réaliser. Comme on le voit, cette combinaison n'est pas nouvelle, mais j'ai pensé qu'il pouvait être intéressant de voir de près sur quels calculs elle est fondée.

I

1. Équation des aberrations de sphéricité pour une lentille. — Examinons d'abord le cas d'une seule lentille. A l'exemple des opticiens anglais j'emploierai de préférence non les abcisses des points lumineux ou de leurs images, mais la *convergence* en ces points, dé-

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique : séance du 16 mai 1913.

finie par l'inverse de l'abscisse. Si l'origine des abscisses est sur la surface réfringente, cette quantité sera la courbure des ondes lumineuses, réelles ou virtuelles, issues de ce point, au moment où elles arrivent sur la lentille. Les positions du point lumineux et des deux images qui correspondent à la réfraction à travers la première face et à travers la lentille seront donc définies par les paramètres :

$$\pi_1 = \frac{1}{p_1}, \qquad \pi_1' = \frac{1}{p_1'}, \qquad \pi_2 = \frac{1}{p_2}, \qquad \pi_2' = \frac{1}{p_2'},$$

en désignant par p_1, p_1' les abscisses du point lumineux et de son image par rapport à la première face, l'origine étant au sommet de cette face, par p_2 et p_2' les quantités correspondantes pour la réfraction à travers la deuxième face. Les courbures des faces de la lentille seront :

$$\rho_1 = \frac{1}{R_1}, \qquad \rho_2 = \frac{1}{R_2}.$$

L'équation qui donne les aberrations dans les deux espaces, objet et image, peut alors s'écrire :

$$(1) \quad -2a_1\pi_1^4 + 2a_2'\pi_2'^4 = -\frac{h_1^4}{h_2^4}(\rho_1 - \pi_1)^2(\nu\pi_1' - \pi_1) - n^2(\rho_2 - \pi_2)^2(\pi_2' - \nu\pi_2),$$

en désignant par h_1 et h_2 les ordonnées des points de rencontre des deux faces et du rayon auquel se rapportent les aberrations a_1 et a_2'. L'inverse de l'indice de réfraction n par rapport à l'air, dans lequel la lentille est plongée, a été représenté par ν. Quant aux aberrations a_1 et a_2 je rappelle que leur définition est donnée par les relations :

$$(2) \quad \begin{aligned} \wp_1 - p_1 &= a_1 u_1^2, \\ \wp_2' - p_2' &= a_2' u_2'^2, \end{aligned}$$

dans lesquelles p_1 et p_2' se rapportent aux rayons centraux, $\wp_1$ et $\wp_2'$ au rayon dont l'inclinaison sur l'axe est u_1, dans le milieu objet, u_2' dans le milieu image.

Il faut ajouter encore à l'équation (1) la relation :

$$(3) \quad \frac{h_1}{h_2} = \frac{p_1'}{p_2}, \qquad p_1' - p_2 = e,$$

en désignant par e l'épaisseur de la lentille, et les formules de la ré-

fraction à travers chacun des dioptres ;

$$(4) \qquad \begin{aligned} \rho_1 - \pi_1 &= n(\rho_1 - \pi_1'), \\ n(\rho_2 - \pi_2) &= \rho_2 - \pi_2'. \end{aligned}$$

Pour l'établissement de l'équation (1), je renvoie au livre de M. J. Blein (p. 180).

2. Nous allons d'abord mettre le deuxième membre de l'équation (1) sous une autre forme, qui se prête mieux à la discussion.

Au moyen des équations (3) et (4), on peut exprimer complètement le deuxième membre de l'équation (1) au moyen de ρ_1, ρ_2, e et π_1.

Faisons le calcul dans le cas où la lentille est mince. On a alors :

$$h_1 = h_2, \qquad \pi_1' = \pi_2,$$

et, d'après les équations (4) :

$$\begin{aligned} \pi_1' &= (1 - \nu)\,\rho_1 + \nu\pi_1, \\ \pi_2' &= (n - 1)\,(\rho_1 - \rho_2) + \pi_1 = \varphi + \pi_1. \end{aligned}$$

si l'on désigne par φ la puissance de la lentille (inverse de sa distance focale). En remplaçant π_1' et π_2' par leurs expressions, où nous écrirons, pour simplifier π et π' au lieu de π_1 et de π_2', l'équation (1) devient :

$$\begin{aligned} -2a\pi^4 + 2a'\pi'^4 = {} & (\rho_1 - \pi)^2\,[\nu(1 - \nu)\,\rho_1 + \nu^2\pi - \pi] \\ & + n^2\,[\rho_2 - (1 - \nu)\,\rho_1 - \nu\pi]^2\,[\varphi + \pi - \nu(1 - \nu)\,\rho_1 - \nu^2\pi]. \end{aligned}$$

Le deuxième membre, qui, égalé à zéro, donne la condition pour que l'aberration de sphéricité soit supprimée, est une fonction du troisième degré par rapport aux courbures ρ_1 et ρ_2; mais on peut l'abaisser facilement au second degré en remarquant qu'elle doit être divisible par φ, car si la lentille est une lame parallèle infiniment mince, l'aberration sphérique est évidemment inexistante. On constate en effet que le deuxième membre est nul si $\rho_1 = \rho_2$, c'est-à-dire si $\varphi = 0$. Un calcul immédiat permet donc de mettre l'équation sous la forme :

$$(1') \qquad -2a\pi^4 + 2a'\pi'^4 = -\varphi T,$$

en posant :

$$(5) \quad \begin{aligned} \varphi &= (n - 1)\,(\rho_1 - \rho_2), \\ T &= (2\nu + 3)\,\pi^2 - [(4\nu + 3 - 3n)\,\rho_1 + (3n + 1)\,\rho_2]\,\pi \\ & \qquad + (n^2 - 2n + 2\nu)\,\rho_1^2 + (1 + 2n - 2n^2)\,\rho_1\rho_2 + n^2\rho_2^2. \end{aligned}$$

Pour une lentille simple et d'épaisseur négligeable, éclairée par un point lumineux placé sur l'axe ($a = 0$), l'aberration sphérique sera donc supprimée si l'on a :

$$(2\nu + 3)\pi^2 - [(4\nu + 3 - 3n)\rho_1 + (3n + 1)\rho_2]\pi + (n^2 - 2n + 2\nu)\rho_1^2 + (1 + 2n - 2n^2)\rho_1\rho_2 + n_2\rho_2^2 = 0.$$

Si l'on veut exprimer T en fonction non de π mais de π', il suffira de permuter π et π', ρ_1 et ρ_2, dans l'expression de T.

3. **Discussion. Ménisques aplanétiques.** — La forme sous laquelle cette condition se présente conduit à la question suivante : existe-t-il une position du point objet pour laquelle une lentille, donnée par ses courbures et son indice, est dénuée d'aberration sphérique ? L'équation précédente étant du second degré, il y aura *deux* positions du point lumineux jouissant de cette propriété, s'il y en a *une*. Ces deux positions ne seront d'ailleurs pas conjuguées ; la valeur de π' conjuguée d'une racine π de l'équation (6) vérifiera l'équation déduite de celle-ci en intervertissant les courbures ρ_1 et ρ_2 ; or l'équation (6) n'est pas symétrique en ρ_1 et ρ_2.

Le discriminant $D = b^2 - 4ac$ de l'équation précédente est une fonction homogène et du second degré entre les courbures. On a, en ordonnant par exemple par rapport à ρ_1,

$$D = (1 - 2n - 3n^2)\rho_1^2 + 2(1 + 2n + 3n^2)\rho_1\rho_2 + (1 - 2n - 3n^2)\rho_2^2,$$

ou

$$D = (1 - 2n - 3n^2)(\rho_1^2 + \rho_2^2) + 2(1 + 2n + 3n^2)\rho_1\rho_2.$$

Le coefficient de $\rho_1\rho_2$ est toujours positif; quant à celui de $\rho_1^2 + \rho_2^2$, il faudrait, pour qu'il fût positif, que n fût inférieur à $\frac{1}{3}$, ce qui est impossible, même dans le cas d'une lentille d'air dans un milieu plus réfringent. Pour que D puisse être positif et qu'il existe des points d'aberration nulle, il est donc nécessaire (mais non suffisant) que le produit $\rho_1\rho_2$ soit positif, c'est-à-dire que la lentille soit *un ménisque*.

Est-il possible de construire un tel ménisque donnant une image réelle d'un point lumineux réel? Il est facile de voir que non. Il faudrait pour cela que les racines de l'équation (6) fussent inférieures

à $-\varphi$. Or la substitution de cette quantité dans le premier membre de l'équation donne un résultat toujours positif, du moment que $\rho_1\rho_2$ est positif ; on constate également que la demi-somme des racines est toujours supérieure à $-\varphi$, du moment que φ est positif (la lentille est nécessairement convergente) et que, par suite, ρ_1 est supérieur à ρ_2. Si les points d'aberration nulle existent, ils seront donc toujours tels que leurs conjugués soient virtuels. *On ne peut pas avec une lentille mince obtenir une image réelle, sans aberration sphérique, d'un point lumineux réel.*

Mais il est possible de réaliser effectivement des ménisques qui donnent d'un point lumineux réel une image virtuelle sans aberration sphérique. Il suffit par exemple de placer le point lumineux au centre de la face concave et de donner à la face convexe une courbure telle que ce centre soit l'un des points aplanétiques du dioptre constitué par la deuxième face. Si en effet nous remplaçons π par ρ_1 dans le premier membre de l'équation (6), nous obtenons :

$$T(\rho_1) = (\rho_1 - \rho_2)\,[(n+1)\,\rho_1 - n\rho_2].$$

Pour que $T(\rho_1)$ soit nul, il faut donc et il suffit que l'on ait :

$$(n+1)\,\rho_1 = n\rho_2 \; ; \qquad (7)$$

C'est la relation connue entre la courbure ρ_2 du dioptre de sortie et la convergence relative au point aplanétique le plus voisin de son sommet.

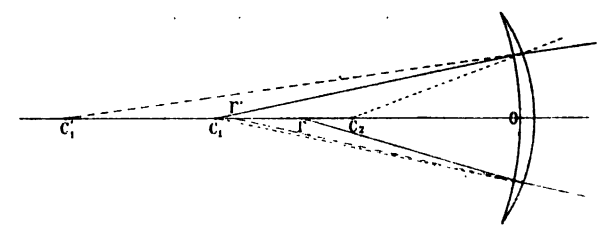


Fig. 1.

Si donc la relation (7) est vérifiée, les deux racines de l'équation (6) seront réelles ; il y aura pour le ménisque deux points aplanétiques c_1 et Γ dont l'un au centre de la face concave et l'autre un peu plus rapproché de la lentille comme l'indique la *fig.* 1. Ces points ont pour

conjugués c'_1 et Γ'. Si cette relation n'est pas exactement vérifiée, ces deux points aplanétiques subsisteront naturellement, par continuité, pour un certain ensemble de valeurs de ρ_1 et de ρ_2. Au lieu de supposer que ρ_1 et ρ_2 varient, on peut aussi supposer que le paramètre variable est n. Pour un certain domaine de n compris de part et d'autre de la valeur qui vérifie la relation (7), dans laquelle ces courbures sont considérées comme données, le discriminant D de l'équation (6) sera positif, et il y aura, pour chaque valeur de n, deux points aplanétiques non conjugués dans l'espace objet (auxquels correspondront respectivement deux autres points aplanétiques dans l'espace image). Lorsque n s'écartera trop de la valeur qui vérifie la relation (7), le discriminant D s'annulera, les deux points aplanétiques se confondront en un seul, puis deviendront imaginaires. La lentille cessera alors de pouvoir fournir d'un point lumineux convenablement placé sur son axe une image sans aberration sphérique.

On peut donner le nom de *famille des ménisques aplanétiques*, aux ménisques dont les courbures, pour une valeur déterminée de l'indice, ont entre elles un rapport assez voisin de celui qui est défini par la relation (7) pour que les racines de l'équation $T = 0$ soient réelles, ainsi que les points aplanétiques.

Ce sont ces ménisques aplanétiques que l'on utilise, comme deuxième lentille, dans les objectifs de microscope à grande ouverture, entre la demi-boule frontale et le système de lentilles qui servent, entre autres choses, à produire l'achromatisme le meilleur de l'image objective.

C'est la nécessité de l'achromatisme et de la suppression des autres aberrations (astigmatisme, etc...), qui limite l'emploi de ces ménisques. Mais si on peut supprimer cette nécessité par l'emploi d'un éclairage monochromatique, et si l'on se contente d'observer au voisinage de l'axe, une association de semblables ménisques pourra permettre l'emploi de faisceaux très ouverts et par suite la formation d'images très lumineuses. C'est un point sur lequel nous reviendrons plus loin. Nous nous limiterons encore pour le moment à une lentille unique.

4. **Lentilles d'aberration minima.** — Puisqu'on ne peut obtenir une image réelle dénuée d'aberration sphérique d'un objet réel avec une seule lentille mince, on peut du moins chercher les courbures correspondant à l'aberration minima, lorsque la distance de l'objet à

la lentille est donnée et que le grandissement de l'image est déterminé. Ces conditions fixent les valeurs de π, de π' et de la puissance φ de la lentille. Le minimum d'aberration de l'image correspond donc, puisque a (équation 1') est supposé nul, au minimum de T.

Puisque φ est donné, on peut considérer ρ_2 comme fonction de ρ_1, et l'on a :

$$d\rho_1 - d\rho_2 = 0.$$

Pour que T soit minimum, il faut que :

$$\frac{dT}{d\rho_1} = 0, \qquad \text{et} \qquad \frac{d^2T}{d\rho_1^2} > 0.$$

Mais

$$\frac{dT}{d\rho_1} = \frac{\partial T}{\partial \rho_1} + \frac{\partial T}{\partial \rho_2}\frac{d\rho_2}{d\rho_1},$$

et l'équation $\frac{dT}{d\rho_1} = 0$, devient :

$$\frac{\partial T}{\partial \rho_1} + \frac{\partial T}{\partial \rho_2} = 0,$$

ou

$$-4(\nu + 1)\pi + (4\nu + 1 - 2n)\rho_1 + (1 + 2n)\rho_2 = 0.$$

La puissance φ et la convergence π relative au point lumineux étant données, les courbures seront définies par les équations :

$$\begin{cases} (4\nu + 1 - 2n)\rho_1 + (1 + 2n)\rho_2 = 4(\nu + 1)\pi, \\ \rho_1 - \rho_2 = \dfrac{\varphi}{n - 1} \end{cases}$$

d'où l'on tire :

$$(8) \qquad \begin{cases} \rho_1 = 2\dfrac{n + 1}{n + 2}\pi + \dfrac{n(2n + 1)}{2(n - 1)(n + 2)}\varphi, \\ \rho_2 = 2\dfrac{n + 1}{n + 2}\pi + \dfrac{2n^2 - n - 4}{2(n - 1)(n + 2)}\varphi. \end{cases}$$

Il est facile de s'assurer que ces valeurs de ρ_1 et de ρ_2 correspondent bien à un *minimum* d'aberration. On a en effet :

$$\frac{d^2T}{d\rho_1^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial \rho_1^2} + 2\frac{\partial^2 T}{\partial \rho_1 \partial \rho_2} + \frac{\partial^2 T}{\partial \rho_2^2} = 4\nu + 2.$$

La dérivée seconde $\frac{d^2T}{d\rho_1^2}$ est donc essentiellement positive.

Pour retrouver le résultat classique relatif au rapport des courbures qui correspond au minimum d'aberration sphérique dans le cas d'un faisceau parallèle à l'axe, il suffit de remplacer π par o dans les équations (8). On a alors :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{2n^2 - n - 4}{n\,(2n+1)} = \frac{R_1}{R_2}. \qquad T = -\frac{(4n^2+7n-2)\,n}{4\,(n-1)^2\,(n+2)^2}\,\varphi^2.$$

Appliquons encore les équations (8) au cas, assez fréquent dans le montage des expériences d'optique, où l'on veut former une image réelle égale ou à peu près égale à l'objet. On a alors :

$$\pi' = -\pi$$
$$-2\pi = (n-1)(\rho_1 - \rho_2) = \varphi,$$

d'où :

$$\begin{cases} \rho_1 = -\dfrac{\pi}{n-1} \\ \rho_2 = \dfrac{\pi}{n-1} \end{cases}$$
$$T = \frac{n^2\pi^2}{(n-1)^2}.$$

La lentille d'aberration minima doit donc alors être symétrique et biconvexe, comme cela était évident *à priori*. L'aberration donnée par une telle lentille est à peu près huit fois aussi grande que celle que donne la lentille d'aberration minima recevant un faisceau parallèle à l'axe, en supposant que les ouvertures des faisceaux dans l'espace-image soient les mêmes dans les deux cas. En effet la puissance φ de la lentille recevant le faisceau parallèle à l'axe doit alors être égale et de signe contraire à la convergence π du faisceau qui tombe sur la lentille dans le cas où l'image est égale à l'objet. Le rapport des aberrations dans les deux cas est donc :

$$\frac{2n^2}{(n-1)^2} : \frac{(4n^2+7n-2)\,n}{4\,(n-1)^2\,(n+2)^2} = 8{,}4,$$

dans le cas où $n = 1{,}5$.

5. Ainsi, pour chaque position de l'objet, il existe une lentille, de distance focale donnée, qui en fournit une image avec le minimum

d'aberration sphérique. On peut, à ce propos, se poser la question suivante : parmi toutes les positions de l'objet et toutes les lentilles d'aberration minima correspondantes, existe-t-il une lentille et une position de l'objet pour lesquelles il y ait un *minimum minimorum* d'aberration ?

Au lieu de résoudre la question pour le coefficient d'aberration longitudinale a' nous porterons notre attention sur le cercle d'aberration transversale, de rayon ζ'. On a :

$$\frac{\zeta'}{h} = \frac{a'u'^2}{p'}$$

ou

$$\zeta' = h^3 a' \pi'^3 = -\frac{\varphi T h^3}{2(\pi + \varphi)}.$$

Il s'agit donc de chercher si le diamètre ζ' présente un minimum lorsqu'on fait simultanément varier π, ρ_1 et ρ_2, en supposant toutefois que ces deux dernières variables sont reliées par l'équation :

$$(n-1)(\rho_1 - \rho_2) = \varphi = \text{constante.}$$

Or, dans l'expression de ζ', T seul dépend de ρ_1 et de ρ_2. L'annulation de la dérivée de ζ' par rapport à ρ_1 (en considérant ρ_2 comme fonction de ρ_1) conduit donc aux équations (8). Il reste à annuler :

$$\frac{\partial}{\partial \pi}\left(\frac{-T\varphi}{\pi + \varphi}\right),$$

et à s'assurer du signe de la dérivée seconde. Or on a :

$$\frac{\partial}{\partial \pi}\left(\frac{-T\varphi}{\pi + \varphi}\right) = \frac{-\varphi}{\pi + \varphi}\left[\frac{\partial T}{\partial \pi} + \frac{\partial T}{\partial \rho_1}\frac{\partial \rho_1}{\partial \pi} + \frac{\partial T}{\partial \rho_2}\frac{\partial \rho_2}{\partial \pi}\right] + \frac{\varphi T}{(\pi + \varphi)^2}.$$

Mais on a déjà :

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial \pi} = \frac{\partial \rho_2}{\partial \pi},$$
$$\frac{\partial T}{\partial \rho_1} + \frac{\partial T}{\partial \rho_2} = 0.$$

La condition supplémentaire à ajouter aux équations (8) est donc :

$$(\pi + \varphi)\frac{\partial T}{\partial \pi} - T = 0.$$

Or, si l'on remplace dans cette équation ρ_1 et ρ_2 par leurs expressions en fonction de π et de ρ, il vient :

$$(\pi + \varphi)^2 + \frac{4n^2 + 7n - 2}{4(n-1)^2(n+2)}\varphi^2 = 0.$$

Cette équation ne peut être vérifiée pour aucune valeur acceptable de n. La dérivée de ζ' par rapport à π a donc un signe constant, celui de $-\varphi$. Si par conséquent le point lumineux réel s'éloigne de plus en plus de la lentille (π croît de $-\infty$ à 0), puis s'en rapproche de plus en plus dans l'espace image en devenant virtuel (π croit de 0 à $+\infty$), le rayon du cercle d'aberration ira toujours en décroissant si la lentille est convergente ($\varphi > 0$), en croissant si elle est divergente ($\varphi < 0$). Ce rayon passe par l'infini en changeant de signe quand le point lumineux passe par le foyer objet ($\pi = -\varphi$).

Ainsi donc, si nous nous limitons au cas d'un point lumineux réel qui s'éloigne de plus en plus du foyer objet d'une lentille convergente laquelle en donne ainsi constamment une image réelle, le cercle d'aberration ira toujours en diminuant, à la condition expresse de supposer que la lentille, dont la distance focale est donnée, est pour chaque position du point lumineux la lentille d'aberration minima.

6. Remarquons, pour terminer cette discussion, que si l'on cherche à réaliser toujours, pour chaque valeur de π, la lentille d'aberration minima, on ne rencontrera pas la famille des ménisques aplanétiques. En effet, pour le ménisque aplanétique type, on a :

$$\pi = \rho_1, \qquad \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{n+1}{n}, \qquad \varphi = -\frac{n-1}{n}\rho_1.$$

Ces conditions sont incompatibles avec la première des équations (8); qui donne :

$$\rho_1 = \left(2\frac{n+1}{n+2} - \frac{2n+1}{2(n+2)}\right)\rho_1 = \frac{2n+3}{2n+4}\rho_1,$$

ce qui est impossible. On ne peut donc avoir simultanément :

$$T = 0,$$
$$\frac{\partial T}{\partial \rho_1} + \frac{\partial T}{\partial \rho_2} = 0.$$

7. Cas de plusieurs lentilles. — Lorsque la lumière traverse une succession de dioptres, les aberrations dans l'espace objet et dans l'espace image, dont les indices sont n_1 et n'_k, sont reliées par l'égalité :

$$- 2n_1 a_1 \pi_1^4 \frac{h_1^4}{h_k^4} + 2n'_k a'_k \pi'^4_k = - \sum_{i=1}^{i=k} \left(\frac{h_i}{h_{i+1}}\right)^4 n_i^2 (\rho_i - \pi_i)^2 (\nu'_i \pi'_i - \nu_i \pi_i),$$

en posant comme ci-dessus $\nu_i = \frac{1}{n_i}$, et en supposant par convention que dans le dernier terme du second membre le rapport $\frac{h_{k+1}}{h_k}$ est remplacé par l'unité, puisqu'en réalité h_{k+1} n'existe pas.

Si le nombre des dioptres traversés est pair, de manière qu'ils forment un certain nombre de lentilles, *plongées dans l'air*, on pourra grouper deux à deux les termes du second membre de manière que chaque groupe corresponde à une lentille. Si l'on suppose que chacune de ces lentilles est d'épaisseur négligeable et qu'elles sont peu éloignées les unes des autres de manière que l'on puisse dans chaque terme remplacer $\frac{h_i}{h_{i+1}}$ par l'unité, on pourra mettre l'équation précédente sous la forme :

$$(10) \qquad - 2a_1 \pi_1^4 \frac{h_1^4}{h_k^4} + 2a' \pi'^4 = - \sum_{i=1}^{i=\frac{k}{2}} \varphi_i T_i,$$

en posant comme plus haut,

$$\varphi_i = (n_i - 1)(\rho'_i - \rho''_i),$$

$$(11) \; T_i = (2\nu_i + 3)\pi_i^2 - [(4\nu_i + 3 - 3n_i)\rho'_i + (3n_i + 1)\rho''_i]\pi_i + (n_i^2 - 2n_i + 2\nu_i)\rho'^2_i + (1 - 2n_i + 2n_i^2)\rho'_i \rho''_i + n_i^2 \rho''^2_i$$

ρ'_i et ρ''_i désignant cette fois les courbures d'entrée et de sortie de la lentille de rang i.

On peut remarquer que, dans une certaine mesure, la formule (10) est applicable à un ensemble épais de lentilles ; le rapport des ordonnés *extrêmes* $\frac{h_1}{h_k}$ y subsiste ; elle suppose seulement que le rapport de deux valeurs *consécutives* de l'ordonnée est assez voisin de 1 pour qu'on puisse le confondre avec l'unité. Elle suppose en outre, comme

je l'ai déjà dit, que les différentes lentilles sont plongées dans l'air.

Cette formule (10) montre que pour réaliser un système de lentilles dénué d'aberration sphérique, il faut que, pour certaines d'entre elles le produit φT soit négatif. Or, pour que ce produit soit négatif il faut, ou que la lentille soit divergente ($\varphi < o$) et que si alors elle forme un ménisque aplanétique, l'image intermédiaire dont elle reçoit la lumière ne soit pas située entre les points sans aberration ($T > o$), ou bien qu'elle soit convergente ($\varphi > o$) et qu'alors l'image intermédiaire dont elle reçoit la lumière soit située entre ces points ($T < o$).

Le premier cas est évidemment beaucoup plus facile à réaliser que le deuxième. Le plus généralement on pourra donc supprimer l'aberration de sphéricité en associant une lentille convergente et une lentille divergente. Le deuxième membre de l'équation (10) se composera de deux termes de signe contraire dont on conçoit qu'il soit facile d'égaler les valeurs absolues. L'aberration a' sera donc nulle si l'aberration objet est nulle.

Comme ce mode d'association est en même temps imposé par la condition d'achromatisme, il est naturel qu'on l'ait utilisé pour corriger de l'aberration sphérique la plupart des objectifs astronomiques ou photographiques, pour ne pas dire tous.

Seulement l'emploi simultané de lentilles convergentes et de lentilles divergentes rend difficile cette correction pour de grandes ouvertures. Pour pouvoir employer des faisceaux très ouverts, il faut des distances focales courtes, et par suite, si les lentilles détruisent partiellement leurs convergences, des courbures très fortes, qui limitent l'ouverture, et rendent difficile et instable la correction de l'aberration sphérique. Aussi a-t-on dû utiliser dans les objectifs de microscopes qui reçoivent des faisceaux extrêmement ouverts, la propriété des points aplanétiques de la sphère.

Dans beaucoup d'expériences d'optique, il est nécessaire de former sur une surface une image aussi lumineuse que possible d'une source déterminée. Le problème ne se présente d'ailleurs pas du tout comme dans le cas de l'objectif photographique, car le plus souvent cette image ne doit être utilisée que dans une région très peu étendue autour de l'axe optique; l'astigmatisme, la distorsion et la courbure du champ, qui constituent des vices rédhibitoires pour un objectif photographique ne jouent plus ici qu'un rôle secondaire. Enfin, dans beaucoup de cas, la lumière utilisée est monochromatique, de sorte que l'on n'a plus à se préoccuper d'achromatisme et que l'emploi

simultané de lentilles convergentes et divergentes ne s'impose plus.

On conçoit, d'après ce qui a été dit plus haut, qu'il soit alors possible de réaliser un objectif sans aberration de sphéricité avec des lentilles convergentes seules. Les courbures de chacune d'elles seront moindres que dans un objectif achromatique de même distance focale et l'ouverture pourra être plus grande. C'est la réalisation d'un tel objectif que nous allons maintenant examiner de plus près.

8. **Objectif de grande ouverture sans aberration sphérique.** — Cet objectif sera constitué par une première lentille convergente, L_0 donnant du point lumineux objet une image réelle; cette lentille sera d'ailleurs d'aberration minima ; les formules (8) permettront facilement de calculer ses courbures, en supposant donnée la position de l'image qu'elle doit fournir. A la suite de cette lentille d'aberration minima se trouveront une série de ménisques aplanétiques convenablement échelonnés. Ils tourneront leurs faces convexes vers la lumière et seront définis de la manière suivante : si on les supposait tous infiniment minces et infiniment voisins, le conjugué A_0 du point lumineux A par rapport à la lentille frontale L_0 coïnciderait avec le point aplanétique le plus éloigné du sommet du premier dioptre constitué par la face d'entrée du premier ménisque M_1 ; le centre de la deuxième face de ce ménisque coïncidera avec le deuxième point aplanétique du dioptre d'entrée ; il coïncidera également avec le point aplanétique le plus éloigné du dioptre constitué par la face d'entrée du deuxième ménisque M_2, dont la deuxième face aura son centre en coïncidence avec le deuxième point aplanétique de la face d'entrée de ce ménisque, et ainsi de suite. On reconnaît dans cette succession de lentilles celle qui est réalisée dans l'objectif de microscope ou mieux dans le condensateur d'Abbe.

Nous avons déjà vu que chacun des ménisques M_1, M_2,... possède lui-même deux points où l'aberration sphérique est supprimée et entre lesquels le polynôme T est négatif. Les courbures des ménisques étant définies comme on vient de le faire, on supposera ensuite qu'on écarte légèrement les lentilles les unes des autres de manière que l'image fournie par la lentille frontale tombe entre les deux points sans aberration du premier ménisque, puis que l'image fournie par celui-ci tombe entre les deux points sans aberration du second et ainsi de suite. Dans la somme qui figure au deuxième membre de l'équation (10), le produit $\varphi_0 T_0$ correspondant à la lentille frontale L_0

sera positif, tandis que les produits $\varphi_1 T_1$, $\varphi_2 T_2, \ldots$ correspondant aux ménisques convergents M_1, M_2, ... seront tous négatifs. Il sera donc possible, avec un nombre suffisant de ménisques, légèrement écartés les uns des autres, de compenser le produit $\varphi_0 T_0$ par la somme des produits $\varphi_i T_i$, de signes contraires. Nons allons montrer qu'on peut calculer à l'avance le nombre des ménisques nécessaires.

9. Revenons pour cela à l'expression de T pour un ménisque aplanétique. La lumière tombe sur la face convexe ; on a donc :

$$\pi' = \rho_2$$

et comme le ménisque est aplanétique, on a la relation :

$$\frac{\rho_1}{n+1} = \frac{\rho_2}{n} = \lambda.$$

L'une des racines de T, exprimé en fonction de π', est ρ_2 ou $n\lambda$. On a alors :

$$T = (\pi' - n\lambda)\left[(2\nu + 3)\,\pi' - (4n + 3)\,\lambda\right],$$

car on vérifie aisément que l'on a :

$$(4\nu + 3 - 3n)\,\rho_2 + (3n + 1)\,\rho_1 = (7n + 5)\,\lambda,$$

et

$$(n^2 - 2n + 2\nu)\,\rho_2^2 + (1 + 2n - 2n^2)\,\rho_2\rho_1 + n^2\rho_1^2 = n\,(4n + 3)\,\lambda^2.$$

Si l'on veut exprimer T en fonction de π comme auparavant, il suffira de remplacer π' par $\pi + \varphi$ ou par $\pi + (n - 1)\,\lambda$, puisque

$$\varphi = (n - 1)\,(\rho_1 - \rho_2) = (n - 1)\,\lambda;$$

on aura donc :

$$T = (\pi - \lambda)\left[(2\nu + 3)\,\pi - (n + 4 + 2\nu)\,\lambda\right].$$

Entre ses deux racines, T est négatif et passe par un minimum pour :

$$(11) \qquad \pi_m = \frac{n + 7 + 4\nu}{2\,(2\nu + 3)}\,\lambda;$$

cette valeur minima est donnée par la formule :

$$(12) \quad T_m = \left[n + 4 + 2\nu - \frac{(n + 7 + 4\nu)^2}{4(2\nu + 3)}\right]\lambda^2 = -\frac{n(n+1)^2}{4(3n+2)}\lambda^2.$$

10. Ces formules sont applicables à chacun des ménisques qui composent notre objectif après la lentille frontale. Il suffit d'affecter n et λ d'un indice correspondant au numéro d'ordre du ménisque.

D'autre part la manière dont ils sont définis les uns par rapport aux autres établit une relation, d'ailleurs très simple, entre les paramètres λ successifs. Si l'on affecte de l'indice supplémentaire 0 les convergences relatives au cas où les ménisques sont considérés comme confondus, on a :

$$\pi'_{i,0} = \pi_{i+1,0} = \rho''_i = n_i\lambda_i,$$

et

$$\pi'_{i+1,0} - \pi_{i+1,0} = \varphi_{i+1} = (n_{i+1} - 1)\lambda_{i+1},$$

d'où

$$n_{i+1}\lambda_{i+1} - n_i\lambda_i = (n_{i+1} - 1)\lambda_{i+1},$$

ou

$$(13) \qquad \lambda_{i+1} = n_i\lambda_i.$$

11. Ces relations de définition des ménisques successifs étant posées, imaginons que l'on déplace la lentille frontale de manière que l'image A_0 se forme dans la position qui correspond au minimum *négatif* de T_1, puis que l'on déplace l'ensemble de la lentille frontale L_0 et du ménisque M_1, de manière que l'image A_1 formée par leur ensemble se forme dans la position qui correspond au minimum négatif de T_2, et ainsi de suite. Il est facile de voir que la somme :

$$-\Sigma\varphi_i T_i,$$

qui figure au second membre de l'équation (10) et qui est négative quand on la limite à son premier terme, relatif à la lentille frontale, peut être rendue positive et même (théoriquement) aussi grande que l'on veut. En effet, si l'on y considère seulement les termes relatifs aux ménisques, le rapport d'un terme au précédent sera :

$$\frac{(n_{i+1} - 1)\, n_{i+1}\,(n_{i+1} + 1)^2}{(n_i - 1)\, n_i\,(n_i + 1)^2}\,\frac{3n_i + 2}{3n_{i+1} + 2}\cdot n_i^3.$$

Or la plus faible valeur que puisse posséder ce rapport dans lequel n_{i+1} est toujours supérieur à 1,5 et n_i inférieur à 2 est $\frac{8}{3,12}$. Par conséquent la somme $-\Sigma\varphi_i T_i$, négative quand la lentille frontale existe seule, peut être rendue positive avec un nombre suffisant de ménisques. Ce nombre étant convenablement choisi, ce sera donc en écartant les lentilles les unes des autres que l'on pourra supprimer rigoureusement l'aberration sphérique.

12. Toutefois il faut montrer, pour que le calcul précédent reste légitime, que les quantités dont on aura à déplacer les lentilles par rapport à leurs positions de définition où elles sont considérées comme infiniment voisines, sont elles-mêmes faibles. En effet les abscisses des deux points sans aberration d'un ménisque, qui reçoit la lumière par sa face convexe, sont d'après le paragraphe 9 :

$$\frac{1}{\lambda}, \qquad \text{et} \qquad \frac{2\nu+3}{4n+3}\frac{1}{\lambda} \qquad \text{ou} \qquad \frac{3n+2}{4n+3}\frac{1}{n\lambda}.$$

Le rapport entre le demi-écartement de ces deux points et leur abscisse moyenne (qui correspond au minimum T_m) est donc :

$$\frac{n+1}{2(4n+3)} = 0,13 \text{ environ.}$$

Pour amener les images successives à se former dans les positions de minimum (négatif) d'aberration, il ne faudra donc déplacer chaque lentille que du dixième environ de sa distance au point lumineux virtuel dont elle doit former l'image. Les puissances quatrièmes des rapports d'ordonnées $\frac{h_i}{h_{i+1}}$ restent dans ces conditions suffisamment voisines de l'unité pour que la forme donnée à l'équation (10) reste valable.

Du reste, c'est un calcul trigonométrique par approximations successives qui fixera la position exacte des lentilles. Les considérations précédentes ne pourront servir qu'à en indiquer le nombre et les courbures approchées. Nous allons en faire une application.

13. **Le faisceau incident est parallèle à l'axe.** — La lentille fron-

tale est une lentille d'aberration minima. On a pour ses courbures :

$$\frac{\rho_0''}{\rho_0'} = \frac{2n_0^2 - n_0 - 4}{n_0(2n_0 + 1)},$$
$$\varphi_0 T_0 = n_0 \frac{(4n_0^2 + 7n_0 - 2)\varphi_0^3}{4(n_0 - 1)^2(n_0 + 2)^2}.$$

Supposons pour simplifier que tous les ménisques aient le même indice n, on aura alors, d'après l'équation (13) :

$$\lambda_i = n^i \lambda_1,$$

et d'ailleurs :

$$\lambda_1 = \varphi_0,$$

d'après la définition même du premier ménisque M_1 dont le point aplanétique le plus éloigné, du côté de la face concave, doit coïncider avec le foyer principal de la lentille frontale quand la distance de ces deux lentilles est considérée comme infiniment petite. Pour l'ensemble des ménisques, jusqu'au p^e inclusivement, la valeur maxima négative de la somme $\Sigma\varphi_i T_{i,m}$ sera donc, d'après la formule (12) :

$$\Sigma\varphi_i T_{i,m} = -\frac{(n-1)n(n+1)^2}{4(3n+2)}\varphi_0^3\,(1 + n^3 + n^6 + \ldots + n^{3(p-1)}),$$

ou encore

$$\Sigma\varphi_i T_{i,m} = -\frac{(n-1)n(n+1)^2(n^{3p}-1)}{4(3n+2)(n^3-1)}\varphi_0^3.$$

L'aberration sphérique sera donc supprimée, si l'on a :

$$\frac{n_0(4n_0^2 + 7n_0 - 2)}{(n_0-1)^2(n_0+2)^2} = \frac{n(n+1)^2(n^{3p}-1)}{(3n+2)(n^2+n+1)},$$

Condition qui se présente sous une forme indépendante des constantes géométriques du système. *Le nombre des ménisques à employer pour annuler l'aberration sphérique de la lentille frontale dépendra donc uniquement des indices de réfraction des verres employés ; il sera indépendant de la distance focale et de l'ouverture à réaliser.*

On constate aisément que l'on ne peut satisfaire à l'égalité précédente avec $p = 1$. Mais supposons que l'on ait $p = 2$. Nous avons le

tableau suivant :

n	$\dfrac{n(4n^2+7n-2)}{(n-1)^2(n+2)^2}$	$\dfrac{(n-1)n(n+1)^2(n^3+1)}{3n+2}$
1,5	8,57	3,156
1,6	6,66	4,87
1,7	5,43	7,23

auquel correspondent les deux courbes I et II de la *fig.* 2 dans laquelle les indices de réfraction ont été portées en abscisses. On voit que si l'on veut employer le même verre pour toutes les lentilles, il suffira de prendre seulement deux ménisques d'indices $n = 1,652$ environ. C'est l'indice d'un flint assez lourd. Au lieu d'employer le même verre pour toutes les lentilles, on pourrait aussi prendre un indice un peu plus élevé pour la lentille frontale et un indice moindre pour les ménisques.

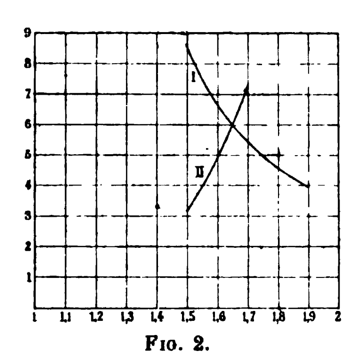


FIG. 2.

En employant trois ménisques au lieu de deux, on pourra corriger l'aberration sphérique avec des verres d'indice beaucoup moindres et on aura plus de latitude pour le réglage de l'écartement des lentilles. On pourra aussi employer comme lentille frontale une simple lentille plan-convexe. L'inconvénient est que les pertes de lumière par réflexion seront un peu plus grandes.

14. Remarque sur l'application à l'objectif photographique. — *Dans certains cas spéciaux*, où la qualité de l'image au voisinage de l'axe intervient seule, et où la plus grande clarté possible est une qualité primordiale, il semble que l'on pourrait avantageusement employer la combinaison qui précède comme objectif photographique. Elle n'est pas achromatique, mais dans beaucoup de cas de

photographie scientifique, la lumière utilisée est monochromatique. De plus il pourrait y avoir avantage, même avec l'emploi de la lumière du jour, à combiner l'emploi d'un objectif non achromatique de *très grande ouverture* avec celui d'écrans colorés ne laissant passer seulement que la région du spectre solaire à laquelle les plaques photographiques rapides sont les plus sensibles. Par exemple les courbes de sensibilité des plaques « instantanées » Wratten et Wainwright montrent que le noircissement dû à la région comprise entre les longueurs d'onde 430μμ et 480μμ est sensiblement la moitié du noircissement total, quand la source de lumière est une flamme d'acétylène. Si l'on utilisait un objectif d'ouverture $\frac{f}{1,5}$ fournissant des faisceaux dont l'angle au sommet serait de 36°, ce qui ne paraît pas devoir présenter des difficultés insurmontables avec notre type d'objectif, l'éclairement efficace de l'image photographique à travers l'écran coloré serait encore plus de deux fois plus grande qu'avec les objectifs les plus ouverts que l'on rencontre aujourd'hui $\left(\text{Stellor Lacour-Berthiot, par exemple, à } \frac{f}{3,5}\right)$ dans lesquels, il est vrai, on s'est efforcé de supprimer les aberrations dont nous avons supposé, au cours de ce travail, pouvoir négliger l'influence.

APPAREILS ET DISPOSITIFS DIVERS (1);

Par M. A. TIAN.

1° NOUVELLE LAMPE A MERCURE POUR LA PRODUCTION DES RADIATIONS ULTRA-VIOLETTES

L'usage des lampes en quartz à vapeur de mercure est devenu très fréquent dans les laboratoires, grâce à l'étendue et l'intensité de leur spectre ultra-violet et aussi à la commodité de leur emploi.

L'émission de ces lampes varie beaucoup avec le régime électrique auquel on les soumet : à bas régime (faible tension aux bornes,

(1) Cette lampe a été exposée et expérimentée aux séances de Pâques de la Société Française de Physique (1913).

pression peu élevée de la vapeur); elles donnent un rayonnement particulièrement riche en radiations ultra-violettes extrêmes ($\lambda < 1900$ angströms) dont les effets chimiques sont très remarquables [1]. L'intérêt tout spécial de ces lampes pour la photochimie m'a amené à établir un modèle dont la forme semble être bien appropriée à ce genre de recherches et dont la construction présente une grande simplicité.

Dispositions caractéristiques de la lampe. — La nouvelle lampe diffère des formes actuellement existantes par les particularités suivantes :

1° L'enveloppe seule de l'arc est en quartz, le reste en verre. Les entrées de courant se font à travers le verre *au moyen de fils simplement soudés ;* on évite ainsi la très grande difficulté du passage des électrodes à travers le quartz;

2° La lampe a une forme très dégagée ; dans sa partie utile, elle a la forme d'un tube à essai ;

3° On peut l'établir facilement pour fonctionner avec du courant alternatif.

Détails de construction. — La *fig.* 1 représente la coupe d'une lampe destinée à fonctionner uniquement avec du courant continu.

La cathode est constituée par une petite quantité de mercure placée au fond d'un tube de quartz transparent Q. Le courant lui est amené par un fil de fer isolé à l'aide d'un petit tube en quartz opaque *t* occupant l'axe de la lampe. Le petit cylindre de fer *a* est l'anode.

Les deux parties en verre et quartz sont réunies par un rodage recouvert de mercure. Pour assurer parfaitement l'étanchéité au vide de ce raccord, il est nécessaire de faire engager le mercure dans le joint : dans ce but, une fois le rodage terminé, on use avec une lime le mâle en verre dans la moitié supérieure de la partie rodée, on ménage ainsi le logement d'une mince lame de mercure sur une hauteur de quelques millimètres. D'autre part il est indispensable, malgré le faible échauffement de la lampe, d'éviter une élévation de température du raccord quartz-verre capable d'amener la rupture du tube extérieur en quartz par inégale dilatation des deux substances. Il faut donc déterminer la condensation de la va-

---

(1) A. TIAN, *C. R.* du 7 avril 1913.

peur de mercure *avant le rodage :* à cet effet la lampe est reliée par un collier à une tige de cuivre rouge S (*fig.* 2), refroidie elle-même par des ailettes, pour dissiper par conductibilité la chaleur produite ; en même temps cette tige de cuivre prise dans un support à pince de laboratoire sert à maintenir la lampe et à faire varier son inclinaison. La source lumineuse ne perd ainsi rien de sa forme dégagée.

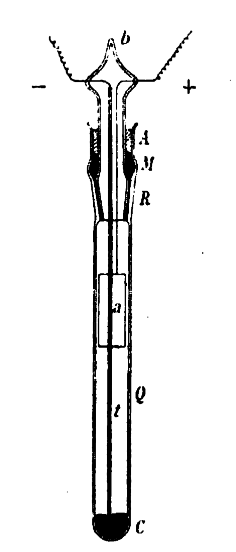


Fig. 1. — Coupe d'une lampe à courant continu.

Q, tube de quartz transparent.
a, anode, *c*, cathode, *t*, tube isolant entourant un fil de fer.
R, rodage, M, mercure, A, amiante, *b*, point par lequel on a vidé la lampe.

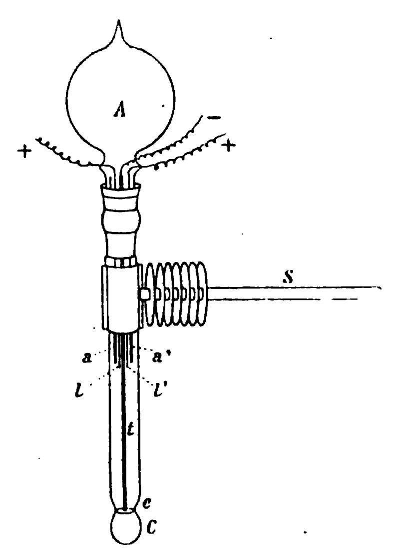


Fig. 2. — Lampe à courant alternatif avec son support réfrigérant, munie d'une ampoule et d'un étranglement cathodique.

a et *a'*, anodes *c*, cathode.
l et *l'*, lames isolantes de mica.
e, étranglement cathodique.
A. ampoule.
S, support-réfrigérant.

La lampe à courant alternatif a exactement la même forme que la première ; elle n'en diffère que par l'existence de deux anodes (que l'on aperçoit en *a* et *a'* sur la *fig.* 2) réunies à deux des trois entrées de courant soudées au verre. Ces anodes sont constituées par deux palettes de fer séparées par une lame de mica. On soumet chacun de ces deux arcs à cathode commune, à deux différences de potentiel alternatives égales et décalées d'une demi-période, obtenues très simplement avec un transformateur à point neutre, montage indiqué par la *fig.* 3.

On peut apporter encore à la lampe deux perfectionnements : la tache négative provoque par son déplacement incessant un papillotement désagréable ; on arrive facilement à assurer plus de fixité à la source en limitant par un étranglement la surface libre du mercure constituant la cathode. D'autre part les lampes à mercure exigent une durée relativement grande pour être vidée : il ne faut les sceller que lorsque le débit des gaz spontanément dégagés sous l'action de l'échauffement produit par le passage du courant, est devenu très petit pour assurer à la lampe une vie suffisante. On réduit facilement à quelques heures cette formation en pratiquant, dans la partie en verre, une ampoule de forte capacité A (10 à 15 fois celle du tube de quartz) : de la sorte la pression des gaz dégagés est toujours faible et ne peut rendre instable le régime de la lampe électrique ou même provoquer son extinction. La *fig.* 2 représente une lampe à courant alternatif avec son support réfrigérant, munie d'un étranglement cathodique et d'une ampoule.

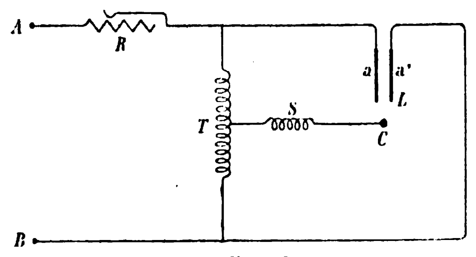


Fig. 3. — Schéma du montage d'une lampe à courant alternatif.
T, transformateur à un seul enroulement avec point neutre.
L, lampe, *a* et *a'* anodes, C, cathode.
AB, source de courant alternatif.
R, résistance, *s*, self.

Dans ces conditions, la formation s'opère de la manière suivante : L'ampoule A étant munie d'un robinet provisoire, on fait le vide et on allume la lampe. Après une dizaine de minutes, on ferme le robinet, on note exactement (à quelques dixièmes de volt près) la tension aux bornes et on abandonne la lampe allumée pendant deux heures. Si après ce temps, pour le même courant, l'indication du voltmètre est restée la même (ce qui doit être normalement), la formation est finie et il n'y a qu'à sceller la lampe, après l'avoir vidée une dernière fois, sinon il y a lieu de chercher une fuite ou de nettoyer à nouveau le tube et les électrodes dont le démontage est extrêmement facile.

Fonctionnement. — On provoque l'allumage par court-circuit en inclinant suffisamment la lampe autour de la tige de cuivre qui la supporte. Il est bon de porter au préalable le mercure à l'ébullition; cette précaution est surtout nécessaire dans le cas où l'alimentation se fait par courant alternatif.

Pour un diamètre de 15 millimètres et une longueur de 8 centimètres, la tension continue est d'environ 20 volts. Un courant convenable est de 2 à 2,5 ampères. La lampe consomme ainsi 40 à 50 watts entre ses bornes.

En réalité la force électromotrice d'alimentation doit être plus grande : quoique 12 accumulateurs (avec une forte self) puissent suffire, il est bon de disposer d'un voltage nettement supérieur. On peut alors supprimer la self et ne garder qu'une résistance convenable : sous 110 volts on placera en série avec la lampe une quarantaine d'ohms.

L'arc à courant alternatif de même longueur s'établit bien avec 2×55 volts, une self étant intercalée sur la cathode. Dans ces conditions le fonctionnement normal de la lampe exige un courant de 1 ampère pris au réseau de 110 volts, soit une puissance de 100 watts ($\cos \varphi = 0,9$).

Propriétés. — 1° En même temps que la tension aux bornes, la pression de la vapeur de mercure est faible, de l'ordre de quelques millimètres de mercure (cette pression dépasse une atmosphère pour les lampes poussées);

2° L'émission de cette lampe comme celle des arcs à mercure à bas régime électrique est relativement grande dans l'ultra-violet extrême, grâce à la puissance de la forte raie 1849;

3° Au contraire l'énergie des radiations ultra-violettes moyennes est beaucoup plus faible. Cette double particularité présente un grand intérêt pour la photochimie. Par contre la faible émission de lumière dans la partie la plus étendue du spectre ultra-violet lui fera préférer un modèle à haut régime électrique pour les applications qui n'exigent pas spécialement l'emploi des radiations de très courtes longueurs d'ondes;

4° Elle fonctionne dans toutes les positions depuis la verticale jusqu'à une faible inclinaison sur l'horizontale;

5° Enfin, grâce à sa forme spéciale, cette lampe se prête bien à des expériences de laboratoire. La disposition, à une seule extrémité,

des entrées de courant permet une immersion de la source au sein d'un liquide ou d'un gaz dans des conditions chimiques acceptables ; on peut facilement utiliser ainsi la *totalité de l'énergie émise et la condenser sur une faible surface ;* de la sorte, tout en consommant une puissance électrique incomparablement plus faible, il sera possible, dans certains cas, de produire, sur une étendue évidemment moindre, les effets d'un arc à haute tension.

Lampes à métaux divers et à amalgames. — On peut théoriquement établir sur le même modèle, des lampes utilisant d'autres métaux que le mercure. Les essais faits avec des métaux purs (cadmium, étain) ne m'ont pas donné jusqu'ici de bons résultats, à cause du dépôt solide qui ne tarde pas à se former sur la partie froide du tube de quartz. Par contre la fabrication des lampes à amalgames ne présente pas de difficultés. Voici quelques indications sur les lampes à cadmium intéressantes pour la spectroscopie.

J'ai construit des lampes à amalgames à 5, 10 et 20 0/0 de cadmium. L'intensité des raies de ce métal croît avec la teneur, mais les parois de la lampe ont de plus en plus tendance à noircir par suite du dépôt de cadmium [1], la concentration la plus avantageuse paraît être 10 0/0. L'amalgame obtenu, solide à froid, se liquéfie d'ailleurs très facilement dès qu'on le chauffe.

La teinte de la lumière est sensiblement la même que celle d'un arc à mercure ordinaire. La raie rouge du cadmium, dont la longueur d'onde 6438,4696 sert d'étalon de longueur, est néanmoins très vive, et cette source est, au point de vue de l'émission de cette raie, beaucoup plus intense que les tubes de Michelson ordinairement utilisés ; son emploi est également bien plus commode. Toutefois la lampe à cadmium ne peut pas, pour les mesures de haute précision, remplacer les tubes à vide illuminés par la décharge ; la raie rouge est en effet déplacée légèrement vers les grandes longueurs d'onde d'environ 0,007 angström, de plus les raies ne sont pas aussi fines qu'avec un tube de Michelson.

D'une construction simple et peu coûteuse, ce nouveau modèle

---

[1] Ce dépôt est une des raisons qui empêchent de réaliser la lampe à amalgame tout en verre quand on ne veut utiliser que les radiations visibles ; lorsque l'arc vient à s'établir sur cette gaine conductrice, la rupture du verre est certaine.

de lampe paraît se prêter particulièrement bien aux recherches de laboratoire. Je tiens à remercier ici M. Croisat, verrier attaché à la Faculté des Sciences de Marseille, dont le concours m'a permis de mener à bien de longs essais.

EXPÉRIENCES DE COURS METTANT EN ÉVIDENCE LES EXTRA-COURANTS DE RUPTURE ET DE FERMETURE;

Par M. J.-B. POMEY.

L'administration des Postes et Télégraphes fait aux Ateliers du boulevard Brune des cours d'apprentissage pour les monteurs du service téléphonique et pour les agents mécaniciens. Ces cours comportent une partie théorique, à l'occasion de laquelle on reproduit devant les élèves les expériences de cours les plus importantes ; mais, en général, on est amené à se servir des appareils télégraphiques et téléphoniques d'usage courant. L'appareil Morse montre l'action d'un électro-aimant sur une armature non polarisée.

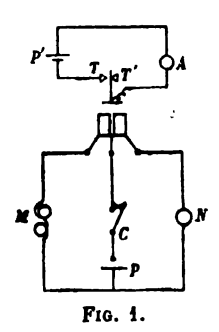


Fig. 1.

Le rappel par inversion de courant montre l'action sur une armature polarisée et permet de distinguer les courants positifs et négatifs. L'appel magnéto des postes téléphoniques sert à engendrer des courants alternatifs ; si on met en circuit soit en série, soit en dérivation deux rappels par inversion de courant, fonctionnant comme relais et actionnant des Morse, on peut montrer que l'appel magnéto engendre des courants de signe alterné, se traduisant sur les bandes des Morse par un nombre égal de points ; l'emploi de la sonnerie

polarisée le montre également. En intercalant entre l'appel magnéto et la sonnerie polarisée un transformateur téléphonique à circuits égaux, on montre les courants induits par l'aimantation et la désaimantation du noyau ; l'appel magnéto de M. Mutel comporte un disque isolant avec un secteur conducteur et permet de ne prendre dans le courant engendré que l'onde positive ou l'onde négative, ce qui éclaire la production de ces courants. Enfin, en se servant d'un relais Baudot différentiel réglé à l'indifférence on met très facilement en évidence les extra-courants produits par l'aimantation et la désaimantation d'un électroaimant Morse.

On commence par construire une bobine N sans fer doux ayant la même résistance de 500$^{\omega}$ que l'électroaimant Morse M. On fait passer le courant de la pile P au moyen de la clé C dans le Morse et dans la bobine auxiliaire, après les avoir intercalées respectivement dans les deux circuits du relais différentiel réglé à l'indifférence, et l'on constate que l'indifférence subsiste, que la clé soit ouverte ou fermée. Mais au moment de l'ouverture ou de la fermeture, le relais fonctionne, ce qu'on peut montrer à l'auditoire en se servant du relais pour faire déclencher un annonciateur téléphonique A. On intervertit la communication de la pile de relais P′, en la rattachant successivement à T et à T′ ; dans l'un des cas, on met en évidence l'extra-courant de fermeture, dans l'autre l'extra-courant de rupture. La pile P peut être réduite à un seul Leclanché ; avec un Callaud, on est sur la limite des réglages délicats.

L'emploi du relais Baudot est plus commode que celui du galvanomètre différentiel ; grâce à l'annonciateur, l'expérience peut être faite devant plusieurs personnes. Ce dispositif paraît aussi probant que l'expérience classique de Faraday ; il est plus facile à installer.

Enfin le phénomène du coup de fouet, dans le relais d'Arlincourt, montre que la désaimantation d'un noyau de fer doux n'est pas instantanée, indépendamment des effets de self et d'hystérésis.

Mon seul but est d'appeler l'attention sur les ressources que peuvent présenter les appareils ordinaires du matériel administratif nomenclaturé, facile à avoir, au moins à titre de prêt, pour la reproduction des expériences classiques.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

n°s 15, 16, 17, 18; avril-mai 1913.

EMILE PICARD. — Application de la théorie des équations intégrales à certains problèmes de la théorie analytique de la chaleur, dans l'hypothèse d'un saut brusque de température à la surface de séparation des corps en contact. — P. 1119.

Théorie mathématique.

J. BOUSSINESQ. — Vitesse de la chute lente, devenue uniforme, d'une goutte liquide sphérique, dans un fluide visqueux de poids spécifique moindre. — P. 1125.

Théorie mathématique. — Les couches sphériques concentriques à la surface visible de la goutte conservent, pendant un instant dt, leur forme d'ensemble et leur rayon; mais elles s'abaissent inégalement et, par suite, leur matière s'y distribue, aussi, inégalement de bas en haut.

Cette théorie vérifie les résultats expérimentaux de M. Roux[1].

G. DE SAINT-AUBIN. — Sur un appareil permettant de faire varier la surface portante d'un aéroplane. — P. 1131.

Il est composé de deux plans auxiliaires à surfaces de faible courbure disposés de part et d'autre de l'aile ordinaire et de telle façon que leurs centres de sustentation, pour un même angle d'attaque, se trouvent sur une même ligne passant par le centre de sustentation du ou des plans ordinaires de l'appareil. Ces ailes pourront tourner autour d'axes passant par leurs propres centres de sustentation. En prenant en même temps l'angle d'attaque α, le centre de sustentation ne sera pas changé et la force sustentatrice du système sera plus forte.

La résistance à l'avancement ayant augmenté, l'appareil subira un ralentissement et l'atterrissage sera effectué à une vitesse réduite. En agissant sur une des ailes, on pourra éviter le cabrage ou le capotage.

---

(1) Roux, *Thèse de Doctorat*, 1912.

J. LAGRULA. — Nouvelle méthode pour la recherche visuelle rapide des petites planètes : comparateur photo-visuel. — P. 1134.

La méthode consiste dans la superposition binoculaire de deux images du ciel, l'une réellement observée dans le champ de la lunette entraînée par le mouvement diurne, l'autre artificielle fournie par un cliché positif éclairé de la même région. Un écran coloré vert est interposé entre la source lumineuse éclairant le cliché et celui-ci.

ALBERT TURPAIN. — Réception au morse de radiotélégrammes et inscription photographique simultanée. — P. 1150.

Photographie obtenue au moyen des relais extra-sensibles à cadre armé d'un miroir minuscule (1 mm. × 2mm.) décrits par l'auteur (1). Méthode pour régler les relais et pour obtenir la dissociation complète des signaux.

M. DE BROGLIE. — Sur la réflexion des rayons de Röntgen. — P. 1153.

Photographies. — Un pinceau de rayons X, légèrement divergent, qui frappe à 80° de la normale une face d'un cube de sel gemme, de facon que le plan d'incidence soit en outre parallèle à une face cubique, donne plus de 50 images de réflexion. — Un groupe intense (pour une pose de 30 minutes seulement) comprend des taches disposées suivant une ellipse presque circulaire, la trace du rayon incident prolongé et la tache de réflexion régulière se trouvant sur le grand axe de cet ellipse. Toutes ces images sont striées de franges perpendiculaires au plan d'incidence. (Il est probable que ces images proviennent de réflexions régulières sur des plans remarquables du réseau cristallin, en particulier les faces du dodécaèdre).

Si on fait varier le plan d'incidence en maintenant toujours l'incidence rasante, de nouvelles images apparaissent, dont une semble toujours correspondre à la réflexion régulière ; les franges sont plus écartées et plus visibles. — Avec un pinceau incliné à 80° sur un axe ternaire (magnétite), le diagramme présente des taches dont les plus

(1) *C. R.*, 10 mars 1913.

intenses sont encore sur une ellipse presque circulaire; mais les stries forment deux systèmes obliques. Le phénomène de réflexion s'observe aussi sur un miroir plan de bismuth, mais pas de verre.

H. GUILLEMINOT. — Sur la variation de résistance électrique du sélénium irradié par les rayons X et les rayons du radium. — P. 1155.

Tableau, pour un rayonnement X moyen (nos 5 à 7, Benoist) et d'intensité une unité M. Les chutes ont varié de 10.000 à 77.000 ω, pour des résistances initiales de 140.000 à 250.000 ω et pour des durées d'exposition de 15 secondes à 4 minutes.

JULES GLOVER. — Téléphone physiologique intensif. — P. 1169.

Ce sont les variations de courant qui agissent sur l'aimant récepteur dans le téléphone; il faut donc chercher à multiplier ces conditions de variation autant que les vibrations aériennes de la voix le permettent. L'appareil se résume à une simple colonne portative supportant le crochet commutateur avec son combiné, formé de deux microphones transmetteurs de sensibilité différente pour le nez et la bouche et du récepteur. Les microphones sont directement utilisés en primaire, sans piles d'appel ni de conversation, sans bobine d'induction. Ils fonctionnent parfaitement sous le régime de la batterie centrale. En plus il y a une sonnerie polarisée et le condensateur de la sonnerie.

B. ROUSSY. — Théorie mathématique de la loi géométrique de la surface du corps humain de dimensions proportionnelles quelconques. — P. 1171

Figure. — On remplace la surface par 26 troncs de cône, limités par les parties les plus renflées et les plus rétrécies du corps.

DURAND-GRÉVILLE. — La loi des crochets barométriques de grain. — P. 1190.

Au moment de son passage sur un lieu, le vent de grain y éveille des averses et des orages s'il rencontre des cumulus suffisamment hauts. Il éveille en même temps le crochet barométrique de grain.

La forme et la position du crochet barométrique, pour un ruban

de grain, dépendent uniquement, en chaque instant, de l'angle que fait l'orientation du ruban avec la direction de la marche du centre.

De MONTESSUS de BALLORE. — Tremblements de terre destructeurs et précipitations atmosphériques. — P. 1194.

Il n'y a aucune relation de cause à effet entre ces deux phénomènes.

De FORCRAND. — Étude thermochimique du nitrate d'uranyle et de ses hydrates. P. 1207.

La chaleur de dissolution, entre 11 et 13°, du nitrate d'uranyle UO^3 et de ses hydrates est :

Hexahydrate..............	$UO^3 6H^2O$	— 5c,45
Trihydrate................	$UO^3 3H^2O$	+ 1c,35
Dihydrate.................	$UO^3 2H^2O$	+ 5c,05
Monohydrate..............	$UO^3 H^2O$	+ 11c,87
Sel anhydre...............	UO^3	+ 19c

Jules ANDRADE. — Le frottement et l'isochronisme du spiral double. Propriété remarquable d'un groupe de spiraux doubles convenablement choisis. — p. 1218.

L'assemblage optimum est voisin de celui pour lequel les projections des deux viroles sur un plan perpendiculaire à l'axe du balancier sont en coïncidence, et la pression supportée par la virole commune est purement radiale, mais le frottement qui en résulte ne trouble pas l'isochronisme. Avec deux systèmes de spiraux doubles, l'un étant intérieur à l'autre, avec viroles coïncidantes, mais la projection commune des viroles de l'un étant à l'opposé de la projection commune des viroles de l'autre, on obtient un régulateur pour chronomètres qui, sans courbe terminale, n'exerce plus aucune pression sur l'axe du balancier.

Louis ROY. — Sur le mouvement des milieux visqueux indéfinis. — P. 1219.

Théorie mathématique.

L. DÉCOMBE. — Sur la théorie électronique de la gravitation. — P. 1222.

Extension des intéressantes publications de l'auteur (1). Le constituant universel de l'atome auquel il a donné le nom de spectron paraît devoir être considéré comme une sorte d'élément dynamique primordial jouant un rôle fondamental dans les phénomènes de rayonnement et de gravitation. Son ordre de grandeur probable, inférieur à celui du magnéton, le rapproche plutôt de l'aimant universel, au moyen duquel Ritz a cherché à expliquer les raies spectrales.

HENRI BÉNARD. — Sur la marche des tourbillons alternés derrière un obstacle. P. 1225.

L'auteur a déjà montré (2) que la zone de formation des tourbillons alternés était la brèche médiane du seuil abrupt qui limite le sillage à l'arrière. Les tourbillons, formés tous très sensiblement sur le plan médian, sont d'abord entraînés avec la même vitesse que l'obstacle (qui est aussi celle du seuil) mais ils prennent aussitôt un mouvement ralenti, en même temps qu'ils s'écartent à droite et à gauche. Ils atteignent très vite leur écartement transversal limite, leur équidistance longitudinale limite et leur vitesse limite, qu'ils garderont tant qu'ils ne seront pas trop amortis, mais en devenant de plus en plus sensibles aux fluctuations accidentelles.

Reproduction de films ; mesures sur ces films.

C. DAUZERE. — Sur une nouvelle espèce de tourbillons cellulaires. — P. 1229.

DESLANDRES. — Remarques. — P. 1231.

La production des tourbillons cellulaires isolés (3) est très nette avec l'acide stéarique impur, coloré en rose ou en bleu, provenant des bougies du commerce, mélangé de 10 0/0 de son poids de cire. La pellicule superficielle étant peu cohérente, il suffit de souffler à la surface pour la crever et alors elle se reforme très difficilement. Dans

(1) Voir *C. R.*, 25 mars 1913.
(2) Voir aussi *C. R.*, 31 mars 1913.
(3) *C. R.*, 20 janvier 1913.

les plages ainsi découvertes, se produisent des tourbillons isolés dus à la convection à l'air libre, entourés de coupures et de cellules plus petites. Avec l'acide stéarique impur seul on obtient des tourbillons allongés à coupures parallèles.

M. Deslandres rappelle l'analogie avec les tourbillons de l'atmosphère.

A. BLONDEL. — Nitomètre, ou appareil pour la mesure rapide de la brillance d'une surface lumineuse. — P. 1231.

Dessin de l'appareil. — C'est une chambre noire métallique qui permet d'observer à l'œil nu une image de la source étudiée sur un écran. Les rayons traversent un diaphragme à œil-de-chat rectangulaire à vis micrométrique. L'éclairement E de l'image est alors égal à $ki \frac{S}{r^2}$, k coefficient de transmission de l'écran, S surface ouverte de l'œil-de-chat, r sa distance à l'écran, i brillance de la source. Un double prisme Lummer-Brodhun, placé devant l'image, contient sur l'axe de visée, une bande argentée verticale à 45°, qui réfléchit la surface lumineuse de comparaison formée par un second écran diffusant éclairé par un filament de lampe à incandescence étalonnée.

G. SIZES. — Sur les vibrations transversales des cordes. — P. 1234.

L'octave grave accompagne toujours le son fondamental ; les cordes vibrent une échelle harmonique inférieure au son prédominant. A l'audition simple, dans la majorité des cas, on ne distingue que la série des harmoniques impairs de premier ordre.

A. PORTEVIN. — Sur la limite élastique des alliages. — P. 1237.

Dans les alliages composés de grains cristallins homogènes comme les métaux purs, dans une section donnée normale à l'effort, les slip-bands commencent à apparaître dans certains grains, puis s'étendent à tous. On a donc une limite minima et maxima élastique.

Dans les alliages formés d'une seule solution solide chimiquement hétérogène, il y aura le même phénomène, sauf que la limite

élastique du centre des cristallites ne sera pas la même que celle de la périphérie. Pour les complexes, il peut se faire qu'un des constituants se déforme d'abord seul, avec un ou deux systèmes de slipbands, ou que le constituant peut n'être déformé, dans deux grains contigus, que dans un des grains.

GEORGES CHARPY et ANDRÉ CORNU. — Sur les transformations des alliages de fer et de silicium. — P. 1240.

L'addition du silicium au fer ne modifie pas sensiblement le coefficient de dilatation entre 0 et 700° environ, à la condition de n'ajouter au maximum que 4,5 0/0 de silicium.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur la dissociation des composés gazeux par la lumière; gaz hydrogénés des familles de l'azote et du carbone; gaz divers. — P. 1243.

La stabilité des composés vis-à-vis de la lumière décroît quand le poids atomique augmente dans une même famille (1). Cette règle se vérifie encore pour les composés hydrogènés des familles de l'azote et du carbone.

Le zinc-éthyle, le chlorure de carbonyle se décomposent aussi à l'ultra-violet ; par contre le fluorure SF^6 n'est pas dissocié par les rayons de la lampe à mercure en quartz..

Ch. MAUGUIN. — Orientation des cristaux liquides par les lames de mica. P. 1246.

On sait que lorsqu'on comprime avec uue pointe émoussée une lame de mica posée sur un support flexible, on la voit se plisser suivant une figure étoilée (figure de pression) qui résulte de l'entrecroisement d'une droite principale parallèle à l'axe L_2 du mica, et de deux droites secondaires faisant avec la précédente des angles de 60° à droite et à gauche. Soient D, G, *d*, *g* les directions de ces deux lignes sur les deux lames de clivage, inférieure et supérieure.

Au contact de la lame inférieure de mica, l'axe optique du liquide

(1) *C. R.*, 17 mars 1913.

s'oriente parallèlement à l'une des lignes secondaires de pression. Au contact de la lame supérieure, l'axe optique s'oriente parallèlement à l'autre ligne secondaire. Entre les deux, l'orientation de l'axe optique varie progressivement, les couches extrêmes se trouvant raccordées par un édifice à structure hélicoïdale d'un enroulement total de 60°. L'enroulement peut être du reste à droite ou à gauche. Sur une même préparation, on a même pu avoir les deux enroulements, et la ligne séparant les deux régions se prolongeait en dehors de la préparation par une strie visible sur le mica.

F. DIENERT. — Sur l'efficacité des puits absorbants. — P. 1288.

Réponse à M. Dollfus qui contestait l'utilité des puits absorbants [1].

A. BOUTARIC. — Sur une relation entre l'absorption atmosphérique et la polarisation de la lumière diffusée par le ciel. — P. 1289.

Pour la majeure partie des radiations reçues du Soleil, l'absorption atmosphérique est étroitement liée à la proportion de lumière polarisée contenue dans la lumière diffusée par le ciel. L'atmosphère agit surtout par diffusion et non par absorption ; quand l'atmosphère est claire, c'est la diffusion qui seule intervient et la proportion de lumière polarisée est très forte. Quand il y a des poussières et des vésicules d'eau, la transmission et la proportion de lumière polarisée diminuent. Ce n'est que dans des régions limitées du spectre qu'il y a absorption : absorption de la vapeur d'eau dans une petite portion de l'infra-rouge, de l'oxygène dans le rouge extrême, de l'ozone dans l'ultra-violet.

M. SIMONIN. — Résultats de la discussion des observations faites pendant l'éclipse du Soleil des 16-17 avril 1912. — P. 1304.

Les valeurs des demi-diamètres solaire et lunaire à la distance moyenne de la Terre sont

$$15' 59'' 96 \quad \text{et} \quad 15' 32'' 16.$$

(1) C. R., t. LCVI, p. 1032.

Louis ROY. — Sur le mouvement des milieux visqueux et les quasi-ondes. P. 1309.

Théorie mathématique.

Albert TURPAIN. — Application des galvanomètres à cadre extra-sensibles aux relevés géodésiques de haute précision. — P. 1312.

Le type de cadre est un cadre d'un nombre assez notable de tours (1200) de surface 70 × 12 millimètres ne faisant que 10 à 20 oscillations par seconde, pesant 1gr,5 environ ; il permettrait de déceler et d'inscrire le $\frac{1}{100}$ de microampère dans un champ magnétique de 3.000 gauss ; on réalise l'apériodicité critique en agissant sur le champ. Le dérouleur de film peut facilement avoir une vitesse constante pendant les quelques secondes d'inscription, et le retard qui affecte l'inscription du top affecte d'une façon identique l'inscription de la seconde. On peut alors facilement situer le 1er ou le 180e top de la tour Eiffel dans la seconde du chronomètre avec une précision du $\frac{1}{100}$ de seconde. La méthode peut donc s'appliquer aux relevés géodésiques de haute précision.

J.-M. LAHY. — Rectification des tracés déformés par les mouvements circulaires du style ; l'orthophotographie. — P. 1314.

Dessin, description et usage de l'appareil.

Georges CLAUDE. — Sur l'absorption du néon par les électrodes des tubes luminescents. — P. 1317.

Suite des belles expériences de l'auteur. La résistance du néon à l'absorption par les électrodes constitue une véritable caractéristique de ce corps. En plus sa très faible cohésion diélectrique, sa grande aptitude à provoquer la volatilisation catodique de certains métaux, et la faculté qu'il possède, par contre, d'être à peine engagé dans cette volatilisation, font du néon un corps extrêmement intéressant.

ED. CHAUVENET et G. URBAIN. — Sur la densité des sels doubles. Cas des chlorures de cuivre et d'ammonium. — P. 1320.

La mesure du volume moléculaire conduit à l'existence du composés $CuCl^2$, $2NH^4Cl$, de chaleur de formation pratiquement nulle. Ce corps s'obtient par déshydratation, à 100°, du chlorure double (bleu ou vert).

$$CuCl^2, 2H^2O, 2NH^4Cl.$$

On peut donner comme règle limite :

Le volume moléculaire d'un sel double est fréquemment égal à la somme des volumes moléculaires de ses constituants.

JEAN BIELECKI et VICTOR HENRI. — Étude quantitative de l'absorption des rayons ultra-violets par les cétones, les dicétones et les acides cétoniques. — P. 1322.

Tableau. Les cétones possèdent une bande d'absorption entre 2.700 et 2.800, le mode de liaison des atomes de C influant sur l'absorption. Dans les dicétones, il y a exaltation de la bande d'absorption. L'existence d'un groupe cétonique et d'un carboxylique dans la même molécule exalte l'absorption du carboxyle et déprime celle du carbonyle. Enfin, les acétylacétates de méthyle et d'éthyle en solution alcoolique possèdent une bande d'absorption (rare) vers $\lambda = 2.400$.

CHARLES NORDMANN. — Sur les températures effectives des étoiles. — P. 1355.

Comparaison des résultats de M. Rosenberg [1] et de ceux de l'auteur. Les nombres obtenus sont assez concordants et prouvent que les étoiles étudiées rayonnent sensiblement comme des corps noirs d'une extrémité à l'autre de leurs spectres.

J. DE BOISSOUDY. — Sur la constante de la loi du rayonnement. — P. 1364.

Pour la constante u de la loi du rayonnement.

$$\omega = uT^4,$$

[1] *Astronomischen Nachrichten*, n° 4628.

on a :

$$u = 8{,}5\ 10^{-15}\ \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}\ \text{degré}^{-4}.$$

G.-A. DIMA. — Influence de la valence du métal sur l'effet photoélectrique des composés métalliques. — P. 1366.

On sait que presque tous les corps chargés négativement, exposés à la lumière ultra-violette, émettent des charges négatives. Le composé où la valeur du métal est la plus petite paraît avoir le pouvoir photo-électrique le plus grand.

Louis RIÉTY. — Force électromotrice produite par l'écoulement des solutions d'électrolyte dans les tubes capillaires. — P. 1368.

Écoulements dans des tubes de verre ; les électrodes impolarisables étaient des fils d'argent recouverts de chlorure d'argent fondu.

Les électrolytes utilisés ont été :

KCl, NO^3K, SO^4K^2, KOH, HCl, SO^4H^2.

Pour toutes ces solutions, l'électrolyte est à un potentiel supérieur à celui du verre. Pour NO^3K, la différence de potentiel décroît quand la concentration de l'électrolyte augmente sans présenter de minimum, comme cela a lieu pour le sulfate de Cu ou de Zn ; cette différence de potentiel est en outre beaucoup plus grande pour les sels de K que pour les sels de Cu :

($4^v{,}3$ et $2^v{,}89$ — NO^3K) au lieu de ($0^v{,}21$, $0^v{,}12$ — SO^4Cu).

pour les concentrations équivalentes 0,01 et 0,02.

H. MAGUNNA. — Sur l'entretien mécanique continu des verges vibrantes (diapasons, lames, etc.). — P. 1373.

On place l'arête vive extérieure de l'une des branches en contact avec un corps inerte enduit de colophane, et on déplace ce corps par courroies sans fin, tambours cylindriques ou disques plats.

On peut alors réaliser des appareils convertissant le courant continu en courants ondulatoires, et appliquer le système à la transmission sans confusion des petites oscillations en télégraphie sans fil.

Em. VIGOUROUX. — Sur les transformations des alliages de fer et de silicium. P. 1374.

Pour le fer pur, dans le cas du réchauffement, la transformation A_2 commence à 726° et finit à 746°. L'addition de silicium fait persister très nettement A_2, en élevant sa température. Dès que le fer a dissous $\frac{5}{1000}$ de Si, la température du commencement de la transformation est augmentée de 14°, celle de la fin de 6° ; l'augmentation devient à peu près nulle pour 3 0/0, reprend ensuite et disparaît vers 7 0/0.

G. REBOUL. — Réactions chimiques et rayons de courbure. — P. 1376.

Suite des recherches de l'auteur (1). Pour un solide portant une pointe, l'action se porte sur la pointe dont le métal est attaqué, et celle-ci joue un rôle de protection pour tous les points dans son voisinage.

C. GAUDEFROY. — Sur les figures de déshydratation. — P. 1387.

Cas de déshydratation transparente (sulfates de la série magnésienne, SO^4Cu). La déshydratation produit ici une pseudomorphose partielle dans laquelle le polyèdre de transformation, indépendant des cristaux secondaires qu'il contient, limite le cristal primaire aux dépens duquel il s'accroît.

Pierre GIRARD. — Sur les relations osmotiques des globules rouges avec leur milieu ; rôle de l'état électrique de la paroi. — P. 1401.

Dans les solutions de saccharose hypertoniques à leur milieu habituel, les cellules accroissent notablement leur pression osmotique intérieure et leur volume chaque fois que figurent dans ces solutions des ions capables d'abaisser la densité de la charge de leurs parois normalement négative ou d'en inverser le signe. Inversement, si on

(1) *C. R.*, t. LCV, p. 1227 et ce vol. p. 450.

ramène par des ions appropriés la charge à sa valeur primitive, le gonflement osmotique rétrograde. Ces faits décèlent à travers la paroi globulaire des phénomènes d'osmose électrique et le rôle de l'état électrique de la paroi.

G. MALFITANO et M[lle] A. MOSCHKOFF. — Pseudo-cristaux d'amidon et cristaux de glucose. — P. 1412.

L'amidon en toutes ses formes ne peut être assimilé à des micro-cristaux, et il n'y a pas à le comparer au glucose cristallisé qui n'a jamais de structure apparente.

J. BOSLER. — Orages magnétiques et phénomènes d'hystérésis. — P. 1419.

Les courants telluriques, agissant sur l'aiguille aimantée, doivent être la cause directe des perturbations magnétiques, et comme ces courants embrassent de vastes régions, la matière interne du globe jouera, par ses propriétés magnétiques, un rôle dans les variations du champ terrestre. Il doit donc y avoir, sur les courbes magnétiques publiées, des phénomènes d'hystérésis : l'auteur montre qu'il semble en être ainsi.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXV; avril 1913.

B. HODGSON. — Température de la cathode et de l'anode dans un tube de Geissler. — P. 453-461.

L'appareil employé consiste en un tube muni d'une électrode A constituée par un disque d'aluminium ; la seconde électrode B, en cuivre, est fixée dans un deuxième tube scellé dans le premier ; elle est creusée de manière à ce qu'on puisse y introduire un thermomètre.

Le courant est fourni par une batterie de 3.200 volts en série avec une résistance liquide et un galvanomètre shunté ; quand l'électrode B est cathode, elle prend une température fixe quand l'énergie calo-

rifique due au bombardement par les ions positifs est égale aux pertes par rayonnement, conduction et convection.

D'après les expériences faites dans l'air, l'oxygène et le gaz carbonique, la température de la cathode est une fonction linéaire de l'intensité du courant; pour un courant constant, il existerait une pression pour laquelle l'effet thermique serait minimum.

Si B est anode, on obtient les résultats analogues, la température étant environ $\frac{1}{7}$ de sa valeur dans le premier cas.

Si on essaie de calculer l'énergie thermique apportée à la cathode B, on trouve que tous les ions positifs n'ont pas d'effet ionisant; ils auraient perdu de l'énergie par collision dans l'espace obscur cathodique.

La chute anodique n'explique pas à elle seule les faits observés quand B est anode.

L'auteur indique en note qu'il a appris que la loi linéaire a déjà été indiquée par Granqvist [1].

David-Leonard CHAPMAN. — Contribution à la théorie de l'électrocapillarité. P. 475-481.

L'auteur part de l'équation donnant la variation d'énergie potentielle P d'un corps obéissant aux lois des gaz parfaits :

$$P_1 - P_2 + Rt \log p_1 - Rt \log p_2 = 0.$$

Si V est la force électromotrice intégrale et q la charge d'une molécule-gramme, on peut écrire, si l'énergie potentielle est de nature électrique :

$$(V_1 - V_2) q + Rt \log p_1 - Rt \log p_2 = 0.$$

La formule de Nernst donne la différence de potentiel entre un métal et une solution d'un de ses sels :

$$V_s - V_m + \frac{Rt}{\varepsilon} \log \frac{p_s}{p_m} = 0,$$

en admettant que la charge du métal se trouve exactement à la surface de contact; en comparant cette équation à la précédente, on

(1) Granqvist, *Kon. Vet. AK. För. Stockholm*, n° 10, p. 726.

obtient la valeur des densités positives et négatives dans le liquide en un point d'abscisse x :

$$\rho_x = \frac{\varepsilon p_x}{Rt},$$

$$\rho'_x = -\frac{\varepsilon p'_x}{Rt},$$

En transportant dans l'équation de Poisson et en intégrant, on calcule la charge par unité de surface.

$$Q = C^{te}\left(e^{\frac{\varepsilon V}{2Rt}} - e^{-\frac{\varepsilon V}{2Rt}}\right)^2.$$

M. Chapman réalise ensuite un cycle au moyen d'un voltamètre muni d'une électrode de mercure et de deux autres constituées par « des alliages de potassium et de chlore insolubles dans l'eau ». L'électrolyte est une solution de chlorure de potassium. Il parvient ainsi à l'expression de la variation de tension superficielle :

$$T_0 - T_1 = \frac{C^{te}}{\varepsilon}\left(e^{\frac{\varepsilon V}{2Rt}} - e^{-\frac{\varepsilon V}{2Rt}}\right).$$

Toutes ces considérations n'étant légitimes que si les lois des gaz s'appliquent aux ions, les vérifications expérimentales n'ont pas de précision, et l'auteur admet lui-même que la variation d'énergie de surface s'explique par la théorie de la couche double sous sa forme primitive.

ALLAN FERGUSON. — Figure théorique des larges gouttes et larges bulles. — P. 507-520.

Suite des recherches de l'auteur (1). Si μ est la courbure de la large goutte au point où elle repose sur un plan, on a, au point de cote y :

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{2}{\mu} = \frac{y}{a^2};$$

En partant de cette équation, on arrive à une expression dont les termes correctifs diffèrent légèrement de ceux que donne la méthode de Poisson.

(1) V. ce volume, p. 157.

L'auteur applique ces résultats à l'étude des bulles qu'il a photographiées ; les clichés mesurés au microscope donnent pour la tension superficielle de l'eau des nombres qui concordent bien avec ceux que l'auteur a obtenus par la méthode des gouttes pendantes ([1]) et ceux de Bohr qui a opéré par ondes stationnaires ([2]).

W.-H. BRAGG. — Sur la production de la radiation fluorescente de Röntgen. P. 657-659.

Réponse à M. Crosby Chapman ; l'auteur indique les résultats qu'il a obtenus avec M. Porter en recherchant si les rayons cathodiques peuvent donner naissance à une radiation homogène ; les expériences en cours ont porté sur les rayons X du molybdène et du sélénium ; les gaz ionisés sont du bromure d'éthyle et de l'anhydride sulfureux. Dans le premier de ces gaz, il semble y avoir production de rayons X du brome. En outre, la règle de Lenard suivant laquelle la pénétration des rayons cathodiques dépendrait de la densité du milieu, ne semble pas avoir un caractère général.

A. Grumbach.

H. GEIGER et E. MARSDEN. — Les lois de la dispersion des particules α suivant de grands angles. — P. 604-623.

Les expériences décrites dans ce mémoire ont été entreprises en vue de contrôler une théorie de la constitution de l'atome proposée par Rutherford, et dont la base est qu'il existe, concentrée au centre de l'atome, une charge électrique considérable.

La vérification repose sur les lois de la dispersion des particules α qui traversent des lames métalliques minces et qui sont ainsi déviées par les atomes du métal, ces lois ayant été déduites par voie mathématiques de l'hypothèse fondamentale : leur vérification expérimentale constitue ainsi un contrôle de la justesse de cette hypothèse, C'est ainsi que les relations suivantes ont pu être vérifiées :

1° Le nombre des particules α qui, après avoir traversé une feuille

([1]) Voir *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 400 ; 1912.
([2]) Bohr. *Phil. Traus.*, A, 209; 1909.

métallique, sont déviées d'un angle φ, varie comme $\frac{1}{\sin^4 \frac{\varphi}{2}}$, quand on compte les particules α sur une surface définie et à une distance constante de la feuille. On a appliqué cette relation à des angles variant de 5° à 150°, et dans cet intervalle, le nombre des particules varie de 1 à 250.000, en bon accord avec la théorie ;

2° Le nombre des particules α déviées dans une direction définie est proportionnel à l'épaisseur de la lame déviante pour de faibles épaisseurs.

Pour de grandes épaisseurs, la diminution de vitesse des particules α résultant de la traversée de la lame produit une augmentation un peu plus rapide du total dispersé ;

3° La déviation par atome de lames de divers constituants varie approximativement comme le carré du poids atomique. On a opéré sur des lames de poids atomique variant depuis le carbone jusqu'à l'or ;

4° La valeur de la déviation par une lame donnée est inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la vitesse des particules α incidentes. On a opéré, pour vérifier cette relation, avec des vitesses variant de telle sorte que le nombre des particules déviées varie du simple au décuple ;

5° Des expériences quantitatives ont montré que la fraction des particules α de RaC, qui est déviée sous un angle de 45° par une feuille d'or équivalente à 1 millimètre d'air (épaisseur $2,1 \times 10^{-5}$ centimètres) est de $3,7 \times 10^{-7}$ quand les particules déviées sont comptées sur un écran de 1 millimètre carré placé à une distance de 1 centimètre de la feuille.

L'ensemble de ces résultats permet d'établir par le calcul que le nombre des charges élémentaires composant le centre de l'atome est égal à la moitié du poids atomique.

CUTHBERTSON. — Sur la réfraction et la dispersion des composés gazeux, et la cause de la divergence des relations additives. — P. 592-604.

Les résultats expérimentaux de l'auteur montrent que la réfractivité moléculaire des gaz composés est tantôt inférieure, tantôt supérieure à la somme des réfractivités atomiques des composants : le

composé donne des bandes d'absorption dans le violet et l'ultraviolet que n'ont pas les composants, et inversement.

L'auteur propose, pour expliquer ces faits, les hypothèses suivantes : la réfractivité d'un élément ou composé gazeux (sauf les éléments monoatomiques) se compose de deux parties qu'on peut appeler *atomique* et *interatomique*. La première est due aux vibrations propres de l'atome ou d'une partie de l'atome, en dehors de toutes forces extérieures à celui-ci : la fréquence libre ainsi définie existe seule dans l'extrême ultra-violet. La seconde partie est due à des vibrations se produisant sous l'influence de forces ayant leur siège dans plus d'un atome. La partie atomique est nécessairement constante, et ce sont les modifications de la partie interatomique lors de la combinaison qui expliquent la divergence constatée d'avec les lois d'additivité. Les vérifications numériques tentées par l'auteur paraissent concorder très suffisamment avec ces hypothèses, qui auront naturellement besoin d'être précisées.

CH. LEENHARDT.

G. JOLY et RUTHERFORD. — L'âge des halos pléochroïques. — P. 644-657.

Les petites taches circulaires (halos) que l'on aperçoit dans certains micas sont dues à l'action de rayons α émis par une particule centrale radioactive.

Les auteurs se sont proposé d'évaluer le temps qui peut avoir été nécessaire à la formation de ces halos.

Ils ont déterminé d'abord le nombre de rayons α requis pour produire artificiellement une tache analogue aux halos naturels. Le mica étudié est placé au-dessous d'une petite lame de plomb dans laquelle on a pratiqué une ouverture de $0^{cm},42$ de diamètre. Au centre de l'ouverture et à une distance de 1,5 centimètre, on dispose verticalement un tube capillaire à rayon α contenant 25 millicuries d'émanation du radium. Le tout est placé sous une cloche dans laquelle on fait le vide. Dans ces conditions on observe la formation d'un halo. La quantité d'émanation dépensée permet d'évaluer le nombre de rayons α qui ont été nécessaires.

Dans les halos étudiés, le noyau était constitué par du zircon rendu radioactif par l'uranium. La mesure des dimensions du noyau, faite au microscope, par un procédé très précis, permettait de connaître

la masse de ce noyau. D'autre part l'analyse des zircons montre qu'on peut, en gros, évaluer à 10 0/0 de leur masse la quantité d'uranium qu'ils renferment.

Le nombre des rayons α nécessaires à la formation du halo, et déterminé par le procédé direct indiqué, permet de calculer la masse d'uranium qui a été désintégrée depuis l'origine du minéral. L'évaluation de la masse du noyau donne la quantité d'uranium présente au bout du temps t. Si donc M est la masse qui s'est désintégrée et W la masse actuellement existante, $\frac{W}{M + W}$ est la fraction restante. On a donc :

$$\frac{W}{M + W} = e^{-\frac{t}{L}}$$

L désignant la constante de vie de l'uranium. Cette équation donne t, âge du minéral.

Les nombres déterminés pour 30 halos trouvés sur des micas appartenant au dévonien oscillent entre $20 \cdot 10^6$ et $470 \cdot 10^6$ années. Ces résultats sont grossièrement d'accord avec ceux qu'a obtenus Rutherford (1) par le dosage des produits radioactifs de désintégration présents dans les roches. Cet accord entre deux méthodes différentes est intéressant à noter. Il se pourrait cependant que des erreurs de nature encore inconnue affectent les deux déterminations. La divergence notable qui existe entre les résultats de ces méthodes radioactives et ceux que fournit l'évaluation de la salure des océans est actuellement inexplicable.

COOKE et RICHARDSON. — Absorption de chaleur produite par l'émission d'ions des corps chauds. — P. 624-643.

L'un des auteurs a montré, en 1903, que l'émission d'ions ou d'électrons par les corps chauds nécessite une dépense d'énergie égale à :

$$(1) \qquad i\left(\Phi + \frac{2R}{e}\theta\right),$$

i étant le courant thermoionique total, Φ une grandeur de la nature

(1) *Philos. Mag.*, oct. 1906, p. 368.

d'un potentiel, R la constante moléculaire des gaz, e la charge des ions, θ la température. Comme le courant i augmente rapidement avec la température, il en est de même de la perte d'énergie.

La formule (1), établie pour le cas particulier d'une émission d'électrons, est d'une portée plus générale; elle s'applique, d'après les auteurs, dans chaque cas où il est possible d'observer l'équilibre entre une atmosphère externe d'ions et la source d'émission.

Divers auteurs (Wehnelt et Jeutzsch, Schneider) ont tenté des essais pour déceler et mesurer la perte d'énergie indiquée par la formule (1) et qui doit se traduire par un refroidissement. L'accord avec la formule n'a pas été satisfaisant.

Cooke et Richardson ont effectué de nouvelles expériences sur les filaments d'osmium. Ils ont obtenu une évaluation de l'effet thermique, produit par les variations d'énergie qu'indique la formule (1), en mesurant le changement de résistance électrique dont le fil est le siège, suivant que le courant thermoionique est émis ou absorbé par lui.

La théorie de l'expérience est assez complexe. Les résultats semblent en assez bon accord avec les conséquences qu'on peut tirer de la formule (1).

A. Boutaric.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XL, n°s 4 et 5 et T. XLI, n° 6; 1913.

L. JANICKI. — Sur les interférences dans les lames en forme de coin. — P. 493-498.

Vérification expérimentale de la théorie mathématique des interférences dans les lames en forme de coin semi-argentées, donnée par E. von der Pahlen (*Ann. d. Physik*, t. XXXIX, p. 1567-1589) [1].

[1] Voir *J. de Phys.*, ce vol., p. 167-169.

M. LA ROSA. — Recherches spectrales sur l'arc au charbon aux basses pressions — P. 542-550.

L'auteur a étudié les circonstances de la production des différents spectres que l'on peut obtenir au moyen de l'arc au charbon en faisant décroître progressivement la pression. Dans son dispositif, l'intensité du courant électrique était maintenue constante au moyen d'un régulateur automatique.

Lorsque la pression décroit progressivement depuis une atmosphère jusqu'à quelques centimètres de mercure, le spectre de l'arc ordinaire se modifie de la façon suivante. Les bandes du cyanogène et particulièrement celles du deuxième groupe deviennent sensiblement plus faibles, tandis que croît l'intensité des raies données par les impuretés contenues dans les charbons.

Si la pression décroît de nouveau jusqu'à quelques millimètres de mercure, on voit décroître encore l'intensité des bandes du cyanogène en même temps que celle des raies d'impuretés. En même temps apparaissent les bandes des hydrocarbures, accompagnées, si la pression ne dépasse pas 2 millimètres de mercure, des raies de l'hydrogène, que l'on obtient très intenses, même si l'enceinte où brûle l'arc est dépourvue d'humidité.

F. PASCHEN. — Sur le système des séries dans les spectres du zinc, du cadmium et du mercure (Eclaircissements). — P. 602-605.

L'auteur maintient contre Stark la distribution des raies en séries qu'il a donnée pour les spectres du mercure, du cadmium et du zinc :

1° Les raies du mercure 2536,12, 4018,05, 2857,07, et 2564,14 font partie de la même série de combinaison de symbole $1,5\ S - 2p_2$, car la distribution des intensités dans cette série est celle qu'on prévoit *a priori*. D'ailleurs la raie 2536,72, qui donne, dans le champ magnétique un triplet d'écart égal au $\frac{3}{2}$ de l'écart normal, doit appartenir non à une deuxième série secondaire de raies simples, mais à une série de combinaison du type $mS - np_2$;

2° Les raies Zn 2138, Cd 2288 et Hg 1849 sont respectivement les termes de rang $m = 1,5$ d'une deuxième série secondaire de raies

simples. En effet, le calcul se présente de la même façon pour ces trois raies; leur intensité est celle qui convient à leur rang dans la série. D'ailleurs la raie Hg 2536,72 ne peut être substituée, comme le fait Stark, à Hg 1849, à cause du caractère de son effet Zeeman.

WILLY MOBIUS. — Théorie de l'arc-en-ciel pour des sphères ayant un diamètre de 1 à 10 longueurs d'onde. — P. 736-747.

L'auteur a étudié, en partant du principe de Huyghens, ce que devient un faisceau de lumière tombant sur des gouttes d'eau dont le diamètre est de 1 à 10 longueurs d'onde et subissant une réflexion á l'intérieur de ces gouttes. Il calcule les courbes d'intensité pour les vibrations lumineuses parallèles et perpendiculaires au plan d'observation et pour différentes valeurs du diamètre.

Il trouve que la méthode de Mascarot, qui permet de calculer facilement sans intégration la place des maxima et des minima d'intensité quand les diamètres des gouttes sont plus grands que 10 longueurs d'onde est encore applicable quand la grandeur du diamètre descend jusqu'à 4 longueurs d'onde.

A. SOMMERFELD. — L'effet Zéeman pour un électron lié anisotrope et les observations de Paschen et Back. — P. 748-774.

L'auteur cherche à interpréter théoriquement les faits constatés par MM. Paschen et Back, au cours de leurs recherches sur le phénomène Zeeman dans le cas de doublets et de triplets très serrés.

Il considère comme dans la théorie élémentaire de Lorentz un électron, attaché à sa position d'équilibre par des forces quasi-élastiques. Mais la liaison est anisotrope, et aux trois directions rectangulaires de vibrations correspondent des fréquences légèrement différentes n_1, n_2 et n_3. On a ainsi un triplet naturel; et si deux des fréquences sont égales au doublet.

Dans un champ magnétique faible, le triplet s'élargit proportionnellement au carré du champ. La position de ses composantes dépend de n_1, n_2 et n_3, tant que l'on a pour la valeur du champ H la condition

$$h = \frac{e}{m} \mathrm{H} \leq \Delta n,$$

où Δn désigne la plus grande des différences :

$$n_1 - n_2, \qquad n_2 - n_3, \qquad n_3 - n_1.$$

Si la valeur du champ est plus grande, l'électron anisotrope tend asymptotiquement à se comporter comme un électron isotrope. Le phénomène Zeeman se traduit par un triplet ou un doublet normal, — suivant le sens d'observation, — et la distance des composantes croît proportionnellement à la grandeur du champ.

La valeur critique H′ du champ pour laquelle on a :

$$h = \frac{e}{m} H' = \Delta n,$$

est facile à calculer. Ainsi, pour une différence de longueur d'onde égale à un angstrom $\Delta\lambda = 10^{-8}$ et pour la lumière jaune :

$$\lambda = 6 \,.\, 10^{-5}, \qquad \text{avec} \qquad \frac{e}{m} = 1{,}75 \,.\, 10^{-7},$$

on a :

$$\Delta n = 2\pi \,.\, \frac{e}{\lambda^2} \cdot \Delta\lambda = 0{,}5 \,.\, 10^{12}, \qquad H' = 30\,000 \text{ gauss}.$$

Pour se représenter les caractères de la polarisation, il faut remarquer que, dans une vapeur lumineuse, la particule change constamment son orientation, mais que l'allure de ces changements est lente par rapport aux vibrations des électrons. Il résulte de là que les directions des axes prennent toutes les positions par rapport au champ magnétique et par rapport à la direction d'observation. Le triplet naturel n'est pas polarisé ; dans un champ magnétique faible, on a un commencement de polarisation ; avec un champ magnétique fort, la polarisation devient de plus en plus complète.

La variation de l'orientation de la particule intervient aussi dans l'interprétation de la largeur des raies. Sans le champ les raies sont fines. Dans les champs faibles, elles s'élargissent proportionnellement au carré du champ, pour atteindre avec une valeur critique du champ des largeurs définitives caractérisées respectivement par les grandeurs Δn et $\frac{\Delta n}{2}$.

Cette interprétation s'accorde au moins qualitativement avec les résultats de Paschen et Back.

F.-PASCHEN et E. BACK. — Effets Zeeman normaux et anormaux. Supplément. — P. 960-970.

Les auteurs rappellent leurs observations antérieures. Ils annoncent en outre qu'en employant un champ magnétique de 40.730 gauss, ils sont arrivés à avoir un triplet magnétique normal avec le triplet naturel de l'oxygène 3947 : ils ont constaté enfin que le triplet donné par les raies de l'hydrogène H_α et H_β tendait vers le triplet normal à mesure que croissait le champ.

F. Croze.

D.-E. ROBERTS. — Influence de la température et de l'aimantation sur la résistance électrique du graphite. — P. 453-472.

Roberts a utilisé de courts crayons à section rectangulaire (longueur 7-10 millimètres, largeur 1-2 millimètres, épaisseur 0,1-0,5 millimètre) cuivrés aux extrémités, tous parallèles aux faces de clivage; il n'a pas été obtenu de crayons parallèles à l'axe cristallographique. Pour l'aimantation transversale, l'échantillon était ordinairement disposé de façon que les lignes de force soient perpendiculaires à la surface de clivage, donc parallèles à l'axe cristallographique.

La résistance a été mesurée par la méthode du potentiomètre. Le champ magnétique était fourni par le grand électro semi-annulaire de Du Bois.

I. *Recherches à la température ordinaire* (18°). — Résultats très variables suivant l'échantillon considéré; toutefois les échantillons de graphite de Ceylan (I), utilisés déjà par M. Owen dans ses recherches thermomagnétiques, ont fourni des résultats concordants. Ils présentent une grande augmentation de résistance par l'aimantation transversale. L'augmentation relative peut être représentée par une équation de la forme :

$$\frac{R' - R}{R} = AH^m, \qquad (\alpha)$$

où m est constant pour tous les échantillons de graphite I.

Roberts a étudié l'influence de l'orientation du graphite dans le

champ, à la température ordinaire (19-22°); le bâtonnet pouvait tourner autour d'un axe perpendiculaire à la direction du champ. Les mesures ont été faites dans les deux cas suivants :

a) L'axe de rotation est parallèle à la longueur du bâtonnet : l'aimantation est donc toujours transversale ;

b) L'axe de rotation est perpendiculaire à cette longueur et parallèle à la surface de clivage ; l'aimantation, transversale par exemple, devient longitudinale par une rotation de 90°.

Dans les deux cas, l'augmentation relative de résistance par un champ déterminé est :

$$\frac{R' - R}{R} = 2a \cos^m \varphi,$$

φ étant l'angle de l'axe cristallographique et de la direction du champ.

II. *Influence de la température.* — L'influence de l'aimantation transversale a été étudiée à — 179°, 0°, + 18°, + 179° pour les champs variant de 0 à 40 kilogauss.

Lorsque le champ est nul, on observe une forte augmentation de $\frac{R}{R_0}$ (R_0 = résistance à 0°) avec une inflexion horizontale très marquée à la température ordinaire. L'influence du champ à température constante est particulièrement grande aux basses températures; une équation de la forme (α) ne convient plus.

F. PASCHEN. — Distribution de l'intensité dans la raie Doppler des rayons-canaux. — P. 606.

Réponse à Stark (1).

L. VEGARD. — Sur la question de la production de lumière par les rayons-canaux. P. 711-734.

J. STARK. — Remarque sur le travail précédent de M. L. Vegard. — P. 735.

Suite de la discussion entre Vegard et Stark (2). Le désaccord subsiste.

M. Barrée.

(1) Stark, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p, 589; 1912.
(2) Vegard, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 1039; 1912; — Stark, *id.*, ce vol., p. 253.

F.-J. DE WISNIEWSKI. — Sur la mécanique de Minkowski : I, p. 387-390 (n° 2), II, p. 668-676 (n° 4).

I. L'énergie cinétique et le travail élémentaire ont pour expressions respectives :

$$E = m\left[\frac{1}{\sqrt{1-v^2}} - 1\right], \qquad R_x \frac{d\tau}{dt}\,dx + R_y \frac{d\tau}{dt}\,dy + R_z \frac{d\tau}{dt}\,dz,$$

et satisfont à l'équation :

$$dE = d\Pi$$

d'où :

$$E = \Pi + h.$$

La somme des énergies cinétique et potentielle est constante.

Puisque Π est une fonction des seules cordonnées, la force est le produit d'une fonction de x, y, z et de $\frac{dt}{d\tau}$

$$R_s = \frac{\partial \Pi}{\partial s}\frac{1}{\sqrt{1-v^2}}\ (s = x, y, z).$$

Si donc, dans un système, la somme des énergies cinétique et potentielle est constante, et s'il n'y a pas d'autre forme d'énergie, la force est le produit de :

$$\frac{\partial \Pi}{\partial s} \quad \text{et de} \quad \left(\sqrt{1-v^2}\right)^{-1}.$$

Si l'on considère deux points matériels en mouvement relatif dans l'espace vide, les conditions ci-dessus sont réalisées.

Comme les lois de la nouvelle mécanique doivent concorder avec celles de la mécanique classique, lorsque v est infiniment petit, la force d'attraction newtonienne a pour valeur :

$$-\frac{1}{r^2}\frac{1}{\sqrt{1-v^2}},$$

où r est la distance des deux points ; m^x et m sont deux points matériels ; m^x étant pris pour origine, on cherche la trajectoire de m.

On a:

$$m\frac{d^2x}{d\tau^2} = -\frac{x}{r^3}\frac{mm^x}{\sqrt{1-v^2}}, \qquad m\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{y}{r^3}\frac{mm^x}{\sqrt{1-v^2}},$$

d'où l'on tire une première intégrale:

$$y\frac{dx}{d\tau} - x\frac{dy}{d\tau} = \alpha_1,$$

ou passant en coordonnées polaires:

$$r^2\theta'_\tau = \alpha_1.$$

Une deuxième est fournie par le principe de l'énergie :

$$\frac{1}{\sqrt{1-v^2}} - 1 = \frac{m^x}{r} + \alpha_2,$$

et l'on a facilement :

$$0 - \theta_0 = \alpha_1 \int \frac{d\frac{1}{r}}{\pm\sqrt{\frac{(m^x)^2 - \alpha_1^2}{r^2} + 2m^x\frac{\alpha_2+1}{r} + (\alpha_2+1) - 1}}.$$

Trois cas sont à distinguer:

$(m^x)^2 < \alpha_1^2$. On obtient une ellipse, une hyperbole ou une parabole.
$(m^x)^2 = \alpha_1^2$. La trajectoire est une sorte de spirale hyperbolique.
$(m^x)^2 > \alpha_1^2$. Sa forme dépend de la grandeur de m^x, de la distance et de la vitesse initiales de m.

II. L'auteur reprend le cas $(m^x)^2 < \alpha_1^2$ et montre que la nature de la section conique ne dépend que de α_2. C'est une ellipse, une hyperbole ou une parabole suivant que α_2 est négatif, positif ou nul. Suit la discussion du cas $(m^x)^2 > \alpha_1^2$, qui conduit sous certaines conditions à des courbes en forme de spirales.

L'auteur pose ensuite en principe:

$$\delta\int_{t_0}^{t} \left\{ \Pi - m\sqrt{1-v^2} \right\} dt = 0,$$

et en tire :

$$\frac{\partial\Pi}{\partial q} - m\frac{\partial\sqrt{1-v^2}}{\partial q} + m\frac{d}{dt}\frac{\partial\sqrt{1-v^2}}{\partial\dot{q}} = 0.$$

Cette équation et celles qui correspondent aux autres paramètres tels que q, sont les analogues des équations de Lagrange. Le principe est lui-même l'analogue du principe d'Hamilton auquel il se réduit quand r est très petit.

Si les q sont les coordonnées x, y, z, les équations sont:

$$m \frac{1 - \dot{y}^2 - \dot{z}^2}{(1 - v^2)^2} \ddot{x} + \frac{m\dot{x}\dot{y}}{(1 - v^2)^2} \ddot{y} + \frac{m\dot{x}\dot{z}}{(1 - v^2)^2} \ddot{z} = X \ ...$$

Elles se confondent d'ailleurs avec les équations :

$$m \frac{d^2x}{d\tau^2} = X, \qquad m \frac{d^2y}{d\tau^2} = Y, \qquad m \frac{d^2z}{d\tau^2} = Z.$$

Le mémoire se termine par l'étude de la transformation des forces pondéromotrices.

G. NORDSTROM. — Masse d'inertie et masse poids dans la mécanique de la relativité. — P. 856-878.

Dans plusieurs travaux récents, la notion de masse joue un rôle secondaire ; c'est ainsi que Laue et Herglotz ont montré que la mécanique des corps déformés peut être constituée sans qu'on y fasse appel. Cette notion est d'ailleurs insuffisante dans l'étude des phénomènes d'inertie, quand les corps sont soumis à des tensions élastiques.

D'autre part, la question de la masse est d'importance capitale pour la théorie de la relativité, en raison de l'étroite liaison qui existe entre l'inertie et le poids de la matière.

L'objet de cet intéressant mémoire est d'établir la mécanique de la relativité pour les corps déformables, de manière à conserver d'une manière générale la notion de masse. L'auteur étudie ensuite l'influence de la conduction thermique et la gravitation.

Un corps se trouve dans un certain état de tension et de mouvement. En outre de forces élastiques, peut agir sur lui une force pondéromotrice. D'après Laue ([1]), il existe un tenseur symétrique T, à quatre dimensions, dont les composantes fournissent les tensions

([1]) LAUE, *Das Relativitätsprinzip*, p. 149.

ainsi que les densités d'impulsion et d'énergie. Si l'on désigne par K la force pondéromotrice extérieure par unité de volume, les équations du mouvement peuvent se ramener à l'équation vectorielle.

$$K = \Delta i v T,$$

les variables sont $x, y\, z$, $u = ict$. A chaque point est attachée une fonction ν, pour l'instant indéterminée, la *densité de masse au repos* qui est reliée à la densité de masse μ par la relation $\nu \doteq \mu \sqrt{1 - q^2}$, où q est le rapport $\frac{v}{c}$ de la vitesse à celle de la lumière. Le tenseur T est considéré comme la somme de deux tenseurs symétriques :

$$T_{xx} = p_{xx} + \nu V_x^2, \quad \ldots, \quad T_{xy} = p_{xy} + \nu V_x V_y, \quad \ldots$$

Le premier d'entre eux est le *tenseur des tensions élastiques ;* le deuxième le *tenseur matériel.* Le *vecteur mouvement* V, à quatre dimensions, a pour composantes :

$$V_x = \frac{v_x}{\sqrt{1 - q^2}}, \quad \ldots \quad V_u = \frac{ic}{\sqrt{1 - q^2}}.$$

Si l'on pose :

$$K^e = - \Delta i v p,$$

la première, par exemple, des équations du mouvement s'écrit :

$$K_x + K_x^e = \frac{\partial}{\partial x} \nu V_x^2 + \frac{\partial}{\partial y} \nu V_x V_y + \frac{\partial}{\partial z} \nu V_x V_z + \frac{\partial}{\partial u} \nu V_x V_u.$$

Le second membre se transforme en :

$$\frac{1}{dv} \frac{d}{dt} \left\{ \frac{\mu v x}{\sqrt{1 - q^2}} dv \right\}$$

(dv élément de volume, dv_0 élément de volnme au repos ; $dv_0 = dv\,(\sqrt{1 - q^2})$. Les trois premières équations du mouvement expriment le principe de l'impulsion ; la quatrième, le principe de l'énergie. L'auteur considère la *densité d'impulsion élastique* et la *densité d'impulsion matérielle ;*

$$g_x^e = - \frac{i}{c} p_{xu}, \quad \ldots, \quad \ldots, \quad g_x^m = - \frac{i}{c} \nu V_x V_u, \quad \ldots, \quad \ldots$$

ainsi que les *tensions relatives :*

$$t_{xx} = p_{xx} + \frac{i}{c} p_{xu} v_x, \text{ etc.}$$

Ces dernières constituent un tenseur *dissymétrique* (à trois dimensions). Il établit alors les relations :

$$\int K_x^e dv = -\int \{ t_{xx} df_x + t_{xy} df_y + t_{xz} df_z \} - \frac{d}{dt}\int g_x^e dv$$

(df_x, df_y, df_z, composantes d'un élément de la surface limite du champ d'intégration) et

$$\int K_x dv = \frac{d}{dt}\int g_x^m dv.$$

Cette équation et les deux analogues expriment le théorème d'impulsion. La dissymétrie du tenseur des tensions élastiques signifie que les forces élastiques exercent, en général, un moment par unité de volume, égal à (vg^e). Ce moment intervient lorsque la densité d'impulsion élastique a une composante normale à la vitesse. Ce moment est nécessaire pour la conservation d'une translation uniforme des corps soumis à des tensions élastiques.

Considérant ensuite le *courant d'énergie élastique* et le *courant d'énergie matériel :*

$$S^e = c^2 g^e, \qquad S^m = c^2 g_m = \frac{c^2\mu}{\sqrt{1-q^2}},$$

ainsi que les *densités d'énergie* correspondantes :

$$\psi^e = -p_{uu}, \qquad \psi^m = -\nu V_u^2 = \frac{c^2\mu}{\sqrt{1-q^2}},$$

l'auteur établit les relations :

$$icK_u^e = div\, S^e + \frac{\partial\psi^e}{\partial t},$$

$$-icK_u = div(S^e + S^m) + \frac{\partial}{\partial t}(\psi^e + \psi^m).$$

Dans le cas du repos, les composantes de p forment le schéma.

$$\begin{matrix} p^0_{xx}, & p^0_{xy}, & p^0_{xz}, & 0 \\ p^0_{yx}, & p^0_{yy}, & p^0_{yz}, & 0 \\ p^0_{zx}, & p^0_{zy}, & p^0_{zz}, & 0 \\ 0, & 0, & 0, & p^0_{uu} \end{matrix}$$

l'état de tension ne fournit alors ni courant d'énergie ni impulsion.

La *densité d'énergie au repos* est :

$$\psi = -p^0_{uu} + c^2\nu,$$

et la densité d'énergie élastique

$$\psi^e = -p^0_{uu} + g^e v.$$

En partant des équations fondamentales, on obtient la loi de variation de la masse en fonction du temps.

$$\frac{\partial}{\partial x}\nu V_x + \frac{\partial}{\partial y}\nu V_y + \frac{\partial}{\partial z}\nu V_z + \frac{\partial}{\partial u}\nu V_u = \frac{d}{dv_0}\frac{d}{d\tau}(\nu dv_0),$$

$(d\tau = dt\sqrt{1-q^2})$, où $\nu\, dv_0 = \mu dv$ est la masse. Quand la somme des forces extérieures et élastiques est orthogonale au vecteur mouvement V, la masse ne varie pas.

Définition de la masse d'inertie. — Jusqu'ici la densité de masse au repos est une fonction arbitraire des quatre coordonnées. Or la densité d'énergie au repos est une grandeur définie ; considérons alors un corps sur lequel agit une pression normale de toutes parts. On a :

$$p^0_{xx} = p^0_{yy} = p^0_{zz} = p^0_{u} \quad \text{et} \quad o = p^0_{xy} = p^0_{xz} = p^0_{xu}, \text{ etc.}$$

Cela posé, l'auteur admet que la définition la plus convenable consiste à poser :

$$c^2\nu = \psi.$$

La densité de masse au repos est ainsi proportionnelle à la densité d'énergie au repos. On a donc $p^0_{uu} = o$ et par suite toutes les composantes de p sont nulles.

Se reportant ensuite à l'expression de la densité d'impulsion élastique g^e, l'auteur montre qu'elle peut s'exprimer au moyen d'une masse d'inertie *apparente*.

Les considérations précédentes supposent qu'il n'y a pas conduction thermique. Dans le cas contraire, intervient une force pondéromotrice K^w dont la composante énergétique K^w joue un rôle essentiel.

L'auteur pose par analogie

$$K^w = -\Delta i v w,$$

w, le *tenseur de conduction thermique*, est symétrique. Dans le cas du repos, ses composantes forment le schéma (A)

$$(A) \left\{ \begin{array}{cccc} 0, & 0, & 0, & w^0_{xu}, \\ 0, & 0, & 0, & w^0{}_u, \\ 0, & 0, & 0, & w^0_{z}{}_u, \\ w^0_{ux}, & w^0_{uy}, & w^0_{uz}, & 0, \end{array} \right. \qquad (B) \left\{ \begin{array}{ccc|c} p^0_{xx}, & p^0_{xy}, & p^0_{xz} & w^0_{xu} \\ p^0_{yx}, & p^0_{yy}, & p^0_{yz} & w^0_{yu} \\ p^0_{zx}, & p^0_{zy}, & p^0_{zz} & w^0_{zu} \\ \hline w^0_{ux}, & w^0_{uy}, & w^0_{uz} & -c^2\nu \end{array} \right.$$

Dans l'état de repos, les tensions sont fournies par le tenseur p, la densité d'énergie par la relation $\Psi = c^2\nu$. Les composantes réelles de w sont nulles. S'il y a conduction thermique, on a trois vecteurs à quatre dimensions, et leur ensemble forme le schéma (B). On est alors conduit à envisager un quadruple vecteur W, le *courant de chaleur au repos* aux composantes :

$$-W_x = w_{xx}V_x + w_{xy}V_y + w_{xz}V_z + w_{xu}V_u, \text{ etc...}$$

Appliquant ensuite les mêmes méthodes de notation et de calcul que précédemment, l'auteur établit plusieurs résultats intéressants :

$$\psi^w = -w_{uu} = \frac{2}{c^2\sqrt{1-q^2}} W v, \qquad S^w = \frac{W}{\sqrt{1-q^2}} + v\frac{\psi^w}{2},$$
$$g^w = \frac{1}{c^2} S^w, \qquad icK^w_u = div\, S^w + \frac{\partial \psi^w}{\partial t}.$$

Au sujet de la gravitation, l'auteur rappelle que, dans les théories d'Einstein et d'Abraham, la vitesse de la lumière dépend du champ de gravitation. Par une modification de la théorie d'Abraham, il arrive à conserver la constance de c et à développer une théorie de la gravitation compatible avec la théorie de la relativité. Il introduit un potentiel de gravitation Φ et un *facteur de gravitation* g et pose :

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial u^2} = g\nu,$$

la force de gravitation a pour composantes :

$$K_x^g = -g\nu \frac{\partial\Phi}{\partial x}, \quad \ldots, \quad \ldots, \quad K_u^g = -g\nu \frac{\partial\Phi}{\partial u},$$

ces équations, jointes au principe : $C = C^{te}$ universelle, contiennent la théorie. Pour étudier la variation de la masse dans le champ de gravitation, on considère une masse ponctuelle m ; la première, par exemple, des équations du mouvement, s'écrit :

$$gm \frac{\partial\Phi}{\partial x} = m \frac{dV_x}{d\tau} + V \frac{dm}{d\tau}.$$

on en déduit les relations :

$$\frac{d\Phi}{d\tau} = \Sigma V_x \frac{\partial\Phi}{\partial x}, \qquad \frac{1}{m}\frac{dm}{d\tau} = \frac{g}{c^2}\frac{d\Phi}{d\tau}.$$

si g est constant, cela donne la loi cherchée :

$$m = m_0 e^{\frac{g\Phi}{c^2}},$$

valeur qu'on peut reporter dans les équations du mouvement, ce qui éliminera m. L'auteur parvient ensuite pour le courant d'énergie, la densité d'énergie et la force, aux relations :

$$S^g = c^2 g^g = -\frac{\partial\Phi}{\partial t}\nabla\Phi,$$

$$\psi^g = \frac{1}{2}\left\{(\nabla\Phi)^2 + \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)^2\right\}; \qquad icK_u^g = div\, S^g + \frac{\partial\psi^g}{\partial t}.$$

La dernière exprime le principe de l'énergie pour le champ de gravitation.

Le Mémoire se termine par l'étude de la chute. Les résultats sont les suivants : La composante du mouvement normale au champ est uniforme, — l'accélération est d'autant plus petite que la vitesse est plus grande, mais ne dépend pas de la direction de celle-ci ; — un corps lancé horizontalement tombe plus lentement qu'un corps sans vitesse initiale.

E.-M. LÉMERAY.

W.-E. PAULI. — Recherches photoélectriques sur les substances fluorescentes. P. 677-700

Dans ces expériences, l'auteur montre qu'il n'y a pas de dépendance entre l'effet photoélectrique et la fluorescence. Les substances étudiées ont été choisies solides, et fluorescentes à la lumière visible. La lumière provenant d'une source puissante est décomposée par le prisme, et l'on étudie les deux phénomènes en fonction de la longueur d'onde ; des expériences de contrôle faites au moyen d'écrans ont confirmé les résultats. L'effet photoélectrique s'obtient en mesurant, par un dispositif très sensible, le temps de décharge d'une couche de la substance chargée négativement; la fluorescence est mesurée photographiquement si elle est assez intense, et par un procédé spectrophotométrique beaucoup plus sensible dans le cas contraire.

Au cours de ses expériences, l'auteur retrouve l'effet actinoélectrique bipolaire déjà observé par Lenard et Sacland (1), effet qui est également indépendant de la fluorescence.

L'auteur cherche à expliquer théoriquement ces résultats qu'il rapproche de ceux de Lenard sur la dépendance de la phosphorescence et de l'effet photoélectrique. La cause de l'émission de lumière étant le départ d'un électron, la plus ou moins grande durée d'émission s'expliquerait par la plus ou moins grande distance à laquelle serait projeté l'électron. Cette hypothèse permet également d'interpréter ce fait que l'augmentation de pression diminue la phosphorescence, tandis qu'elle n'agit pas sur la fluorescence; mais les résultats expérimentaux ne sont pas assez nombreux pour permettre de conclure.

MAX WOLMER. — Les différents phénomènes photoélectriques sur l'anthracène; leurs relations entre eux, avec la fluorescence et la polymérisation de l'anthracène. — P. 775-796.

Les principaux résultats contenus dans ce mémoire sont les suivants :

1° Les radiations de longueur d'onde supérieure à 225 $\mu\mu$ ne donnent pas d'effet Hallwachs sur l'anthracène solide, mais aug-

(1) *Ann. de Phy.* t. XXVIII, p. 476 ; 1909.

mentent seulement sa conductibilité. Ces mêmes radiations ne donnent rien sur une solution étendue d'anthracène dans l'hexane, mais augmentent la conductibilité d'une solution concentrée en même temps qu'il se forme sur les électrodes un dépôt d'anthracène par suite de l'évaporation de l'hexane; ce dernier phénomène se rapproche d'un effet bipolaire observé sur l'anthracène sous hexane, dû au départ de la molécule d'ions positifs ou négatifs plus ou moins solubles dans le solvant, et s'y diffusant en raison de leur solubilité : effet analogue observé pour le soufre, mais seulement unipolaire, le soufre ne se déchargeant que s'il est positif. L'auteur déduit de ce phénomène une nouvelle théorie de l'augmentation de conductibilité des isolants solides.

2° Au-dessous de 225 $\mu\mu$, les radiations donnent sur l'anthracène solide un effet Hallwachs, sur la solution dans l'hexane un accroissement de conductibilité ; et l'intensité varie dans les deux cas de la même façon avec la longueur d'onde, ce qui s'explique en admettant que l'augmentation de conductibilité est due à un effet photoélectrique sur les molécules dissoutes, provoquant une ionisation en volume analogue à l'ionisation des gaz. Le phénomène a d'ailleurs été observé sur d'autres corps que l'anthracène.

Au point de vue théorique, l'auteur rejette la théorie de Byk [1] expliquant la polymérisation de l'acétylène par un relâchement d'électrons, ainsi que la théorie de Stark [2] sur la fluorescence, imaginant une séparation complète des électrons, et ramène le tout à un changement dans l'état vibratoire des électrons.

L. Letellier.

---

(1) Byk, *Zeit. fur Elektrochimie*, t. XV, p. 331.
(2) Stark, *Phys. Zeit.*, t. X, p. 618.

DESCRIPTION D'UN APPAREIL DE DÉTENTE PERMETTANT DE RENDRE VISIBLES LES TRAJECTOIRES DES PARTICULES IONISANTES DANS LES GAZ ET DE QUELQUES RÉSULTATS OBTENUS PAR SON EMPLOI (1).

Par M. C.-T.-R. WILSON, M. A. F. R. S.

J'ai décrit récemment (2) une méthode, qui permet de rendre visibles les trajectoires des particules ionisantes dans un gaz humide, en condensant de l'eau sur les ions immédiatement après leur libération. A cette époque, j'avais réussi seulement à photographier les brouillards condensés sur les ions produits sur le trajet des particules α et des corpuscules libérés à la suite du passage des rayons X dans le gaz. L'interprétation des photographies présentait certaines difficultés, à cause d'une distorsion provenant de la position occupée par la chambre photographique.

Depuis, l'appareil de détente et le procédé d'illumination des brouillards ont été perfectionnés en détail. Il a alors été possible de photographier les trajectoires des particules β même les plus rapides et de rendre visibles les ions individuels. Dans le cas des rayons X, on peut distinguer les gouttes de brouillards formées le long des trajectoires sur beaucoup des photographies obtenues. Quant aux brouillards dus aux rayons α, ils sont généralement trop denses pour être résolus en gouttes. Les photographies sont maintenant exemptes de distorsion. La chambre de condensation a reçu des dimensions beaucoup plus grandes ; elle est assez large pour laisser un espace suffisant aux rayons α les plus longs et assez haute pour qu'on puisse la faire traverser par un faisceau horizontal de rayons X, sans craindre les complications qui proviendraient du voisinage des parois inférieure et supérieure.

L'appareil de détente. — Les parties essentielles de l'appareil de détente sont représentées dans la *fig*. 1. La chambre de condensation A est un cylindre de 16cm,5 de diamètre et de 3cm,4 de hauteur. Les parois en verre sont recouvertes d'une couche de gélatine, qu'on a noircie avec un peu d'encre de Chine sur la partie qui recouvre la paroi du fond. La glace plane, qui forme cette paroi, est fixée sur la base supérieure d'un cylindre en laiton mince, — le

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 28 mars 1913 (trad. par F. Croze).

(2) *Roy Soc. Proceed.*, A., vol. LXXXV, p. 285.

cylindre plongeur, — de 10 centimètres de hauteur, ouvert par le bas et pouvant glisser librement contre les parois d'un autre cylindre de laiton qui l'entoure. Ce second cylindre, — le cylindre de détente, — a la même hauteur que le précédent et un diamètre intérieur de 16 centimètres environ. Il supporte les parois latérales de la chambre de condensation et repose, par l'intermédiaire d'une mince feuille de caoutchouc, sur un disque épais en laiton, qui forme le fond d'un réservoir peu profond. Une profondeur de 2 centimètres d'eau versée dans ce réservoir suffit pour séparer complètement l'air qui se trouve dans la chambre de condensation de celui qui est sous le plongeur. Le disque de laiton est porté par un bâti en bois qui n'est pas représenté dans la figure.

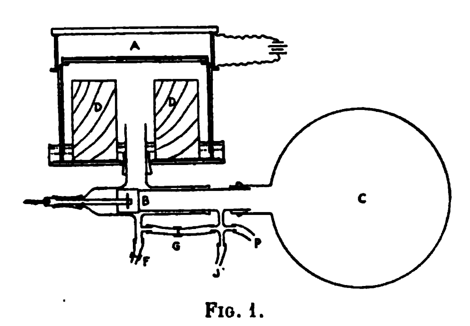


Fig. 1.

On produit la détente en ouvrant la valve B, ce qui établit la communication entre le plongeur et la chambre de vide C, par l'intermédiaire de tubes en verre d'environ 2 centimètres de diamètre. Le fond de la chambre de condensation s'abaisse brusquement, puis s'arrête de la même façon quand le plongeur frappe le disque recouvert de caoutchouc, contre lequel il reste fixé fortement par la pression de l'air dans la chambre de condensation. Pour réduire le volume de l'air qui passe dans les tubes de communication à chaque manœuvre de détente, on a introduit sous le plongeur le cylindre en bois D.

L'ouverture de la valve est provoquée par la chute d'un poids W maintenu par une corde et qu'un déclic T (*fig.* 3) permet de relâcher brusquement. Si, après avoir refermé la valve, on rétablit la communication avec l'atmosphère au moyen du robinet à pince F, le plongeur remonte et ainsi réduit le volume de l'air dans la chambre de condensation. Au moyen de deux pinces F et G, dont la dernière est placée sur un tube en communication avec la chambre de vide,

on peut régler la position du plongeur de manière à donner à la chambre de condensation un volume initial quelconque v_1, entre son volume maximum v_2 et le volume minimum qu'elle comprend quand la pression sous le plongeur est égale à la pression atmosphérique.

Le volume final v_2 est toujours le même et égal à 750 centim. cubes environ, de sorte que le rapport de détente $\frac{v_2}{v_1}$ dépend seulement du volume initial. Une échelle, attachée sur le côté de la chambre de condensation, permet de lire la position du sommet du plongeur et par suite de déterminer le volume initial, l'aire de la section du plongeur et le volume maximum v_2 de la chambre de condensation étant connus.

Quand on installe l'appareil, on pose le plongeur sur le disque recouvert de caoutchouc et l'on fait glisser par-dessus, le long de ses parois, le cylindre de détente, en ayant soin de ménager sur le côté de la chambre de condensation un orifice pour laisser échapper l'air emprisonné. On ouvre alors le robinet F, l'on insuffle de l'air sous le plongeur jusqu'à ce qu'il s'élève à une hauteur suffisante pour permettre une détente aussi grande qu'on le désire, puis on ferme l'orifice pratiqué dans la paròi de la chambre de condensation. La masse de l'air emprisonné restera ainsi constante pendant toute la durée des opérations qui suivront.

La couche de gélatine, qui revêt intérieurement la paroi supérieure de la chambre de condensation, est reliée à l'une des bornes d'une batterie de piles par l'intermédiaire d'une feuille d'étain en forme d'anneau collée d'un côté sur le bord de la paroi cylindrique, de l'autre à même la paroi supérieure de la chambre. L'autre borne de la batterie est reliée par l'intermédiaire du cylindre de détente et du plongeur à la couche de gélatine noircie qui recouvre la partie inférieure de la chambre de condensation. On peut ainsi maintenir dans cette chambre un champ électrique vertical approximativement uniforme et de l'intensité qu'on désire.

Pour enduire de gélatine les parois latérale et supérieure de la chambre de condensation, avant de l'attacher au cylindre de détente, on y verse, après l'avoir renversée sens dessus dessous, une solution chaude contenant environ 4 0/0 de gélatine et 0,1 0/0 d'acide borique, dont on élimine l'excès en retournant la chambre et en laissant couler. Le mince revêtement de gélatine qui reste est séché

sur du chlorure de calcium. On colle alors la chambre de condensation au cylindre de détente avec de la gélatine.

Sur la plaque de verre qui constitue le fond de la chambre de condensation on verse une couche relativement épaisse, — 1 millimètre environ, — d'une solution contenant 15 0/0 de gélatine, 2 0/0 d'acide borique et 3 0/0 d'encre de Chine. La paroi latérale du cylindre plongeur en laiton qui supporte cette plaque de verre dépasse sa surface supérieure de 1 millimètre environ, de manière à former un réservoir peu profond pour la gélatine et à établir avec elle un bon contact électrique. On ne fait pas sécher la couche de gélatine noircie; on la recouvre au contraire aussitôt que préparée, pour la préserver de l'évaporation et des poussières, jusqu'à ce que tout soit prêt pour les expériences. Dans tous les cas, la gélatine est préalablement stérilisée par la chaleur.

Méthode employée pour illuminer et photographier les brouillards. Comme au cours des expériences décrites dans mon dernier mémoire, j'ai employé pour produire une illumination instantanée des brouillards obtenus par la détente, la décharge d'un condensateur dans la vapeur de mercure à la pression atmosphérique. On remplit de mercure un tube de quartz de 15 centimètres de longueur et de 1 millimètre

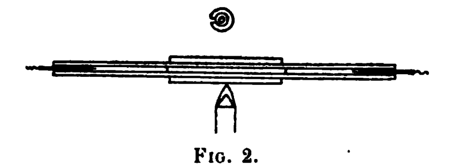


Fig. 2.

environ de diamètre intérieur (*fig.* 2), qu'on entoure dans sa partie centrale d'un tube d'argent de 4 centimètres de long et de 2 millimètres environ d'épaisseur, portant suivant toute sa longueur une fente de 1 millimètre environ de large. Le tube de quartz est disposé horizontalement ; et, en chauffant avec une petite flamme le tube d'argent qui entoure sa partie centrale et lui est étroitement ajusté, on peut la maintenir à une température à peu près uniforme et assez élevée pour y vaporiser le mercure. On forme ainsi une coupure à étincelle en vapeur de mercure. Les connexions avec le condensateur sont établies au moyen de fils de platine soudés à deux tubes de verre remplis de mercure et introduits chacun dans un des bouts du tube de quartz.

Après avoir rempli de mercure le tube de quartz et lui avoir adapté les tubes de verre, on dispose une petite flamme sous le tube d'argent. Le mercure qui occupe la portion du tube de quartz entourée par le tube d'argent se vaporise entièrement, tandis que l'excès du mercure s'échappe par les deux bouts. A partir de ce moment, on a un état stationnaire et la coupure à étincelle est prête à servir. Les forces capillaires très considérables, qui sont mises en jeu, quand le mercure est pressé dans l'étroit espace compris entre les tubes de verre et les bouts du tube de quartz qui les entourent, empêchent d'une façon très efficace les violentes oscillations qui seraient la principale source de difficultés dans l'emploi d'une étincelle à mercure de ce type.

Pour faire éclater l'étincelle, j'ai employé un dipositif qui est classique quand on veut obtenir une photographie instantanée en se servant de la décharge d'un condensateur.

Deux séries de bouteilles de Leyde de 18 à 23 litres sont disposées sur le parquet de la salle. Leurs armatures extérieures sont reliées respectivement aux deux électrodes de l'étincelle d'illumination. Les armatures intérieures sont reliées, d'une part, aux pôles d'une machine de Wimshurst et d'autre part à deux boules de laiton séparées par un espace d'environ 5 centimètres qui forme la coupure pour l'étincelle primaire. Quand les jarres ont été chargées à un potentiel voisin du potentiel explosif, on fait tomber entre les électrodes de l'étincelle primaire une boule de métal, qui provoque le passage de l'étincelle aux deux coupures. Cette boule est suspendue par un fil fin, juste assez fort pour la porter, au poids W qui actionne la valve de l'appareil de détente.

Le dispositif employé pour faire éclater l'étincelle à un instant, séparé de celui de la détente par un intervalle de temps bien défini, est représenté schématiquement dans la *fig* 3. Le poids W est supporté par une corde qui passe dans un anneau de fer fixé à un support, puis s'en va suivant une direction à peu près horizontale vers la baguette qui commande le déclic T, et à laquelle elle est attachée par une boucle. Une seconde corde, non tendue quand la première est ainsi attachée, relie un point de celle-ci à la valve de l'appareil de détente. Quand on tire sur la baguette du déclic, la corde qui y était attachée n'étant plus retenue, le poids W tombe jusqu'à ce que la seconde corde soit complètement tendue. La valve s'ouvre et la détente s'effectue. A ce moment le poids W s'arrête brusquement, le

fil se rompt et la boule d'acier continue de tomber; elle passe finalement entre les électrodes de l'étincelle primaire P et provoque le passage de l'étincelle d'illumination en S. La coupure à étincelle Q, placée au-dessus de P dans la figure, était employée seulement dans les expériences relatives aux rayons X.

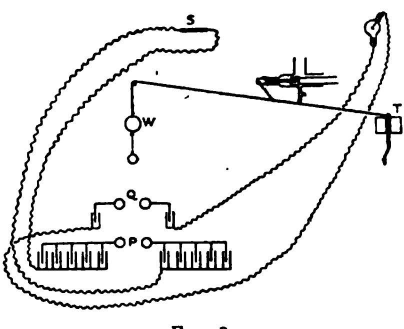


Fig. 3.

Au cours des expériences décrites dans ce mémoire, la chambre photographique a toujours occupé une des deux positions (*a*) et (*b*) représentées schématiquement dans la *fig.* 4. En (*a*) le petit cercle

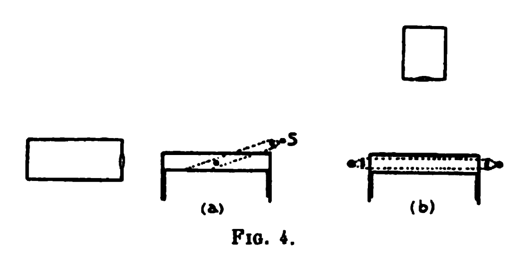


Fig. 4.

représente une section transversale d'un étroit faisceau horizontal de rayons ionisants, traversant diamétralement la chambre de condensation. L'axe de la chambre photographique est horizontal et perpendiculaire au faisceau ionisant. L'étincelle de mercure se produit en S, au foyer d'une lentille cylindrique d'environ 20 centimètres de long sur 2 centimètres de large et de 3 centimètres environ de distance focale. Avec ce dispositif, on peut illuminer la totalité du brouillard produit sur une longueur considérable du faisceau ionisant, et la direction de la lumière incidente fait avec l'axe de la chambre photographique un angle relativement petit, — 25° environ.

Le dispositif (*b*) a été employé surtout pour les rayons α, qui donnent des brouillards de densité suffisante pour diffuser une grande quantité de lumière, dans des directions perpendiculaires au faisceau d'illumination. L'axe de la chambre photographique est disposé verticalement au-dessus du centre de la chambre de condensation. Au moyen de deux étincelles de mercure semblables en série, placées chacune au foyer principal d'une lentille cylindrique pareille à celle employée dans la disposition (*a*), on pouvait illuminer une couche horizontale de 2 centimètres environ de hauteur et dont la section était égale à celle de la chambre de condensation.

L'objectif photographique dont je me suis servi est un « isostigmar » Beck : je l'ai utilisé à pleine ouverture, ce qui correspond à F 5,8. Je me suis servi des plaques Ilford « Monarch ».

Ionisation par les rayons α (*fig.* 5 et n° 1 de la *fig.* 6). — Le n° 1 (*fig.* 5) reproduit une photographie qui représente le type de brouillard que l'on obtient par détente quand on place une petite quantité de radium au bout d'un fil de fer qui s'avance à l'intérieur de la chambre de condensation. Une différence de potentiel de 40 volts était maintenue entre le fond de la chambre et la paroi supérieure, qui était portée au potentiel le plus haut. L'axe de la chambre photographique était disposé verticalement, et dans la chambre de condensation une section horizontale de 2 centimètres d'épaisseur était illuminée, — disposition (*b*) de la *fig.* 4. Les rayons β ne sont pas visibles dans les photographies obtenues avec ce mode d'illumination.

Les traînées étroites et bien définies, qu'on voit sur ces photographies, correspondent au brouillard condensé le long des particules α qui ont traversé l'air sursaturé après la détente : avant de perdre leur mobilité par suite de la condensation de l'eau sur eux, les ions n'ont pu se diffuser que pendant un temps extrêmement court. Les traînées diffuses représentent des brouillards condensés sur des ions libérés par les particules α qui ont traversé l'air avant la détente ; les ions ont eu alors assez de temps avant la formation du brouillard pour se diffuser. Plus grand est le champ électrique, plus grand est l'âge maximum possible et par suite plus prononcé le caractère diffus des traînées que l'on peut photographier. Avec une différence de potentiel de 1 ou 2 volts seulement, on obtient par détente des brouillards larges comme un doigt.

Les rayons α qui passent après la détente ne peuvent laisser de

traces visibles que si le degré de sursaturation est resté suffisant pour

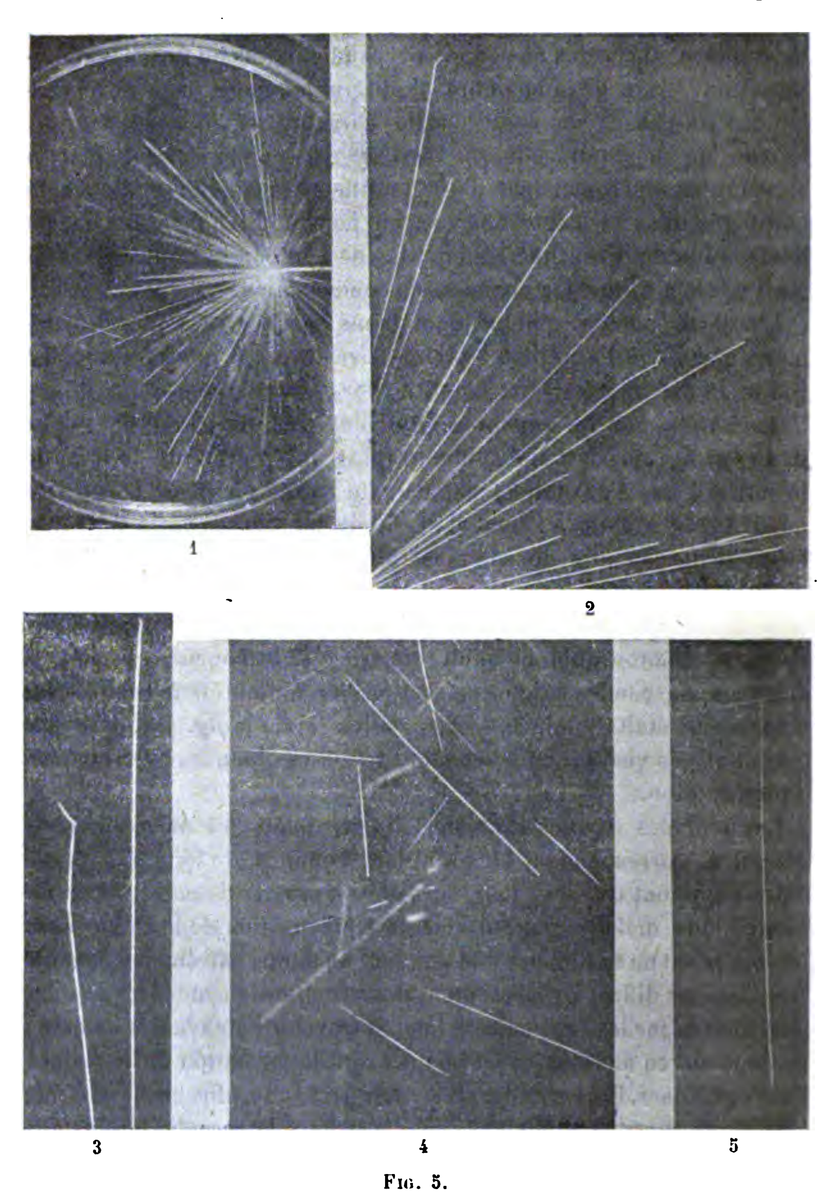


Fig. 5.

permettre la condensation de l'eau sur les ions. Il peut arriver qu'au

voisinage immédiat d'un brouillard déjà condensé sur une traînée plus ancienne, la sursaturation ne reste plus suffisante pour provoquer la condensation, alors qu'aux autres endroits les particules α sont susceptibles de laisser une trace visible. On trouve là sans aucun doute l'explication du fait que la plupart des traînées étroites et bien définies semblent commencer seulement à une distance considérable du radium. En effet les trainées diffuses des brouillards produits au moment de la détente forment des amas si serrés au voisinage de la source de rayons qu'il y a très peu de chance pour qu'une particule α, libérée après la détente, trouve, avant d'avoir parcouru quelque distance, la sursaturation nécessaire pour rendre sa trajection visible.

Fig. 5. — Les figures reproduisent les photographies des brouillards condensés sur les ions produits dans l'air humide par différentes sortes de rayons. Dans ce qui suit, ρ_1 est la densité de l'air avant la détente et se rapporte à 15° C. et à 160 millimètres, ρ_2 est la densité après la détente, $\frac{v_2}{v_1}$ le rapport de détente, V la différence de potentiel entre le haut et le bas de la chambre de condensation, et M la valeur du grossissement. Dans tous les cas, le fond de la chambre de condensation était négatif, de sorte que les ions négatifs allaient vers le haut et les ions positifs vers le bas.

Ionisation par les rayons α. — L'axe de la chambre photographique est vertical; une couche horizontale de 2 centimètres de hauteur est illuminée par l'étincelle du mercure.

1. Rayons α du radium. Quelques particules α ont traversé l'air avant d'autres après la détente :

$$\rho_1 = 0{,}98, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}36, \quad \rho_2 = 0{,}72, \quad V = 40 \text{ volts}, \quad M = \frac{1}{2{,}18}.$$

2. Rayons α du radium. Les particules α ont toutes traversé l'air après la détente :

$$\rho_1 = 0{,}97, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}33, \quad \rho_2 = 0{,}73, \quad V = 40 \text{ volts}, \quad M = 1{,}05.$$

3. Rayons α du radium. Agrandissement d'une portion de 2 :

$$\rho_1 = 0{,}97, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}33, \quad \rho_2 = 0{,}73, \quad V = 40 \text{ volts}, \quad M = 2{,}57.$$

4. Rayons α de l'émanation du radium et des dépôts radioactifs :

$$\rho_1 = 1{,}00, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}36, \quad \rho_2 = 0{,}74, \quad V = 40 \text{ volts}, \quad M = \frac{1}{1{,}24}.$$

5. Rayon α complet dû à l'émanation du radium

$$\rho_1 = 0{,}97, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}36, \quad \rho_2 = 0{,}71, \quad V = 40 \text{ volts}, \quad M = 1{,}16.$$

Sauf dans le cas des photographies prises aussitôt après la mise en place du radium, on voit apparaître les traces des particules α dues à

l'émanation et aux derniers produits des transformations radioactives. La *fig.* 5, n° 4, reproduit la photographie d'un brouillard formé par détente après qu'on a eu enlevé le radium de la chambre de condensation où il était au préalable resté pendant plusieurs jours : on voit des rayons α courir dans toutes les directions.

Fig. 6.

Ionisation par les rayons α et les rayons β. — La source des rayons est à droite de la gravure. L'axe de la chambre photographique est horizontal, disposition (*a*).

1. Rayons α et β du radium :

$$\rho_1 = 0{,}98, \qquad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}33, \qquad \rho_2 = 0{,}74, \qquad V = 30 \text{ volts}, \qquad M = 6{,}00.$$

2. Rayons β produits par une radiation γ.

Il arrive quelquefois qu'une traînée étroite traverse une ou plusieurs traînées diffuses; le plus souvent elle devient invisible sur une certaine distance de chaque côté de la traînée diffuse. C'est qu'en ces points le degré de suraturation n'est plus assez élevé, à cause de la condensation préalable sur les ions de la trajectoire plus ancienne.

Dans quelques cas, — si par exemple on étudie la portée des particules α, — il est nécessaire de savoir d'une façon sûre si la particule α qui a donné naissance à telle traînée a passé avant ou après la détente, car suivant les cas la densité de l'air traversé est différente.

Les dimensions des trajectoires des particules α qui passent avant la détente sont altérées dans l'intervalle de temps qui sépare la libération des ions et la condensation de l'eau sur eux ; mais, comme le déplacement de l'air se fait partout dans une direction à peu près verticale, les dimensions horizontales ne sont presque pas modifiées. On observera sur les photographies que les rayons diffus sont plus

courts que les traînées étroites, comme le fait prévoir la considération de la densité de l'air au moment du passage de la particule α.

Il n'est pas difficile de faire que les particules dont les trajectoires sont photographiées passent soit toutes avant, soit toutes après la détente. Il suffit d'attacher au plongeur, juste en face de la source de rayons, une plaque verticale munie d'une fente horizontale placée de manière à se trouver au niveau du point radiant soit avant soit après la détente. J'ai employé à cet effet une glace de 2 millimètres d'épaisseur. Le n° 2 reproduit une photographie correspondant à la dernière de ces deux circonstances : on n'y voit plus de traînées diffuses. Cette méthode est naturellement inapplicable à l'étude des rayons provenant de l'émanation contenue dans la chambre de condensation.

Comme on peut le voir sur les photographies, les rayons sont généralement en ligne droite sur la plus grande partie de leur longueur, mais ils présentent presque tous une courbure et souvent un coude brusque dans les deux derniers millimètres de leur course. Certains rayons présentent beaucoup plus tôt des coudes brusques d'angles considérables.

Le n° 3 de la *fig.* 5 représente un agrandissement d'une traînée particulièrement intéressante. On y distingue deux coudes brusques, correspondant le premier à une déviation de 10° et demi et le second à une déviation de 43° environ. Au second coude on observe une sorte d'éperon très bien marqué et qu'il est difficile d'interpréter autrement que par l'ionisation due au recul de l'atome, qui en se choquant contre la particule α a changé brusquement la trajectoire de celle-ci. — Dans la partie qui précède cet éperon, ce rayon α présente une ressemblance frappante à ceux que le professeur Bragg (1) a représentés dans ces diagrammes pour illustrer ce qu'il considérait comme les trajectoires probables des rayons α.

Indépendamment de ces coudes brusques, certaines trajectoires présentent une courbure plus ou moins prononcée. Dans quelques cas, quand la courbure apparaît au voisinage des parois de la chambre de condensation, il y a certainement une fausse apparence due au déplacement des traînées par les mouvements de l'air ou à la distorsion optique provenant de la plus grande épaisseur de la couche de gélatine sur les bords de la plaque du fond de la chambre.

---

(1) *Archives of the Röntgen Ray*, avril 1911.

Quand au contraire cette courbure se manifeste au voisinage du centre de la chambre, elle est probablement réelle et indique une déviation de la particule α par petites déflections répétées. En général on ne peut contester que dans le dernier millimètre de leur course la courbure des rayons soit réelle.

Les photographies mettent ainsi en évidence deux modes distincts suivant lesquelles les particules α sont dispersées quand elles passent dans l'air et que Rutherford (1) a appelées dispersion « singulière » et dispersion « composée ». Et, conformément à l'opinion de Rutherford, la plus grande partie de la dispersion est due, dans le cas des particules α, surtout au premier processus, c'est-à-dire qu'elle est le résultat de déviations d'angles considérables et isolées, et non l'effet accumulé d'un grand nombre de petites déviations.

Quand on a affaire aux rayons α dus à l'émanation, il est possible de photographier d'un bout à l'autre la trajectoire entière d'une particule. On reconnaît tout de suite la fin de cette trajectoire à son coude ou crochet caractéristique. Dans les n^{os} 4 et 5 de la *fig.* 5, on a les traces de deux particules α, qui toutes deux ont rempli toute leur course à l'intérieur de la couche illuminée. Dans les deux cas le commencement de la trajectoire est marqué par une sorte de tête élargie, où le brouillard est plus dense que partout ailleurs, et qui peut être due à l'ionisation produite par le recul de l'atome d'où est partie la particule α. Dans d'autres cas, la même tête caractéristique se retrouve en des points qu'on peut considérer comme les commencements de trajectoires visiblement tronquées et dont la fin se trouve en dehors de la couche illuminée.

L'une des deux trajectoires complètes de rayons α provenant de l'émanation a une longueur de 4^{cm},3, si on la réduit à la pression de 760 millimètres et à la température de 15° C : ce qui s'accorde bien avec la valeur adoptée pour la portée de ces rayons. L'autre apparaît un peu plus courte ; elle a seulement 3^{cm},8, à cause sans doute d'un effet de raccourci.

Quelques photographies de trajectoires des rayons α ont été obtenues en disposant la chambre photographique latéralement et avec une illumination oblique (disposition *a* du n° 4). Le fil de fer dont le bout porte le radium était entouré d'un tube de verre de 1 millimètre environ de largeur, ouvert à son extrémité et se pro-

(1) *Phil. Mag.* vol. XXI, p. 669 ; 1911.

longeant en avant du radium sur une longueur d'environ 1 centimètre. De cette façon le faisceau de rayons était réduit à un pinceau assez étroit, et son axe se trouvait dans le plan pour lequel on avait réglé la mise au point de la chambre photographique.

Le n° 1 de la *fig.* 6, qui est un agrandissement du négatif original, représente une des photographies obtenues dans ces conditions. Vers le bas de la gravure on voit la trajectoire d'une particule α. Quelques ions paraissent avoir gardé leur mobilité dans l'atmosphère sursaturée assez longtemps pour parcourir une certaine distance sous l'action du champ électrique avant de donner des gouttes; on a ainsi une couche verticale ou un rideau de gouttes. L'effet est surtout bien marqué au-dessus de la trajectoire principale, c'est-à-dire du côté où se dirigent les ions négatifs.

Je n'ai pas réussi à obtenir de photographies où l'on puisse compter toutes les gouttes sur une longueur connue de la trace du brouillard laissé par une particule α. Il serait évidemment intéressant de déterminer par une méthode directe de cette sorte le nombre des ions produits par une particule α.

Ionisation par les rayons β (*fig.* 7). — Quand la chambre photographique est disposée latéralement et l'illumination oblique, les particules individuelles du brouillard laissent sur la plaque photographique des images distinctes, pourvu qu'elles ne soient pas serrées les unes contre les autres trop étroitement pour être résolues. Il est possible, dès lors, de photographier la trajectoire d'une particule ionisante, quelque petit que puisse être le nombre par centimètre des ions produits sur son trajet.

Quelques photographies des trajectoires des rayons β ont été prises en même temps que celles des rayons α au cours des expériences déjà décrites. Les n°s 1 et 2 de la *fig.* 6 ont été obtenus de cette façon. Le n° 2 montre le résultat du passage d'un faisceau étroit de rayons γ à travers la chambre de condensation. Dans ce cas les trajectoires sont sans aucun doute celles des particules β partant des parois de la chambre.

La trajectoire presque rectiligne dont la longueur sur certaine photographie atteint 4 centimètres environ, est évidemment celle d'une particule β prise au premier moment de son existence libre, quand sa vitesse est encore très grande. Cette conclusion résulte non seulement du caractère rectiligne de la trajectoire, mais encore du peu d'ionisation produite le long de son parcours.

La distribution de l'ionisation le long de la trajectoire est intéressante. Sur des longueurs considérables les ions se présentent par couples; mais çà et là on en voit vingt ou trente qui ont été libérés ensemble et forment un groupe compact. — On reconnaît une distribution semblable sur un second rayon à peu près rectiligne qui coupe le premier. — Les groupes présentent une particularité que l'on rencontre aussi dans des brouillards condensés sur les rayons cathodiques produits par des rayons X, pour une valeur convenable du rapport de détente. Tandis que les ions négatifs donnent naissance à un amas de gouttes très compact, les ions positifs sont entraînés par le champ électrique avant d'avoir perdu leur mobilité; et l'on a l'apparence d'une pluie de gouttes tombant du brouillard négatif.

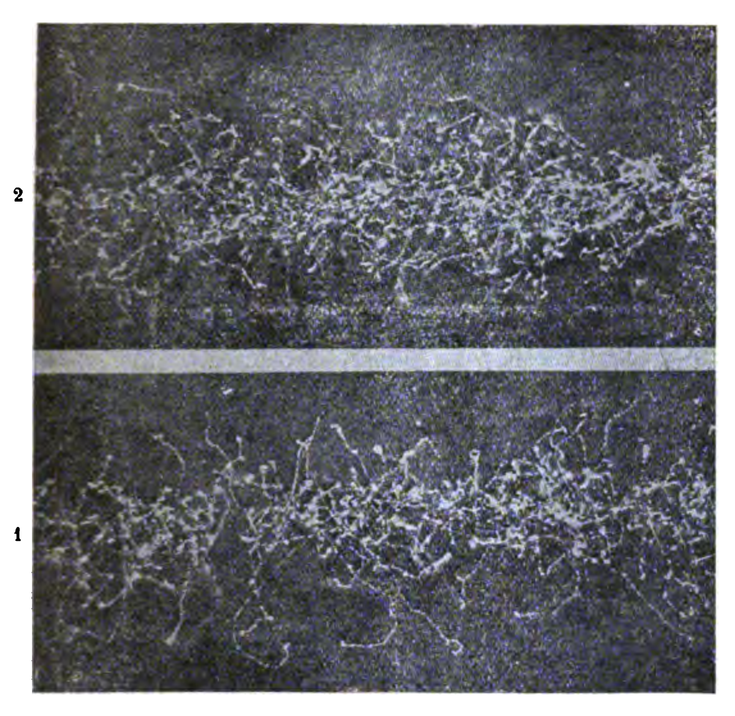
Si nous laissons de côté les amas, le nombre des ions sur la trajectoire est de 32, c'est-à-dire 16 couples environ par centimètre. Si on tient compte des amas, on a en gros pour le nombre des ions par centimètre une valeur double. Le nombre ainsi obtenu n'est guère plus petit que celui de 48 couples par centimètre donné par Eve (1) d'après des mesures indirectes.

On peut interpréter la présence des amas ou groupe d'ions, en admettant que, dans certains cas, le corpuscule détaché d'un atome par une particule β de grande vitesse peut lui-même avoir assez d'énergie pour ioniser à une distance très courte. Les rayons β du n° 2 ont visiblement une vitesse moindre, attendu qu'ils produisent beaucoup plus d'ions par centimètre et qu'ils sont beaucoup plus facilement déviés.

Il faut attribuer une vitesse encore plus faible aux particules qui donnent les trajectoires enroulées et terminées brusquement comme dans le cas du n° 1. On ne distingue aucune différence entre ces fins de rayons β et les rayons cathodiques produits dans l'air par des rayons Röntgen, tels que ceux qu'on voit dans les planches suivantes.

On remarquera que les rayons β photographiés ne présentent pas des déviations brusques semblables à celles des rayons α, mais que, sauf dans les cas où leur vitesse reste très grande, ils ont des courbures graduellement croissantes et aboutissant à des déviations considérables. La « dispersion » des rayons β est donc surtout ou même entièrement du type composé, puisqu'elle est due à un grand nombre de déviations successives et individuellement inappréciables.

(1). *Phil. Mag.*, vol. XXII, p. 551; 1911.



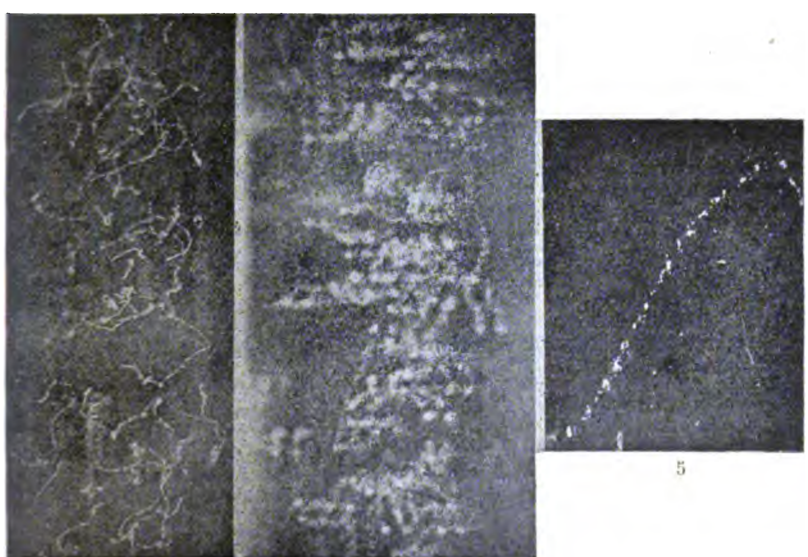


Fig. 7.

Ionisation par les rayons Röntgen (*fig.* 7). — L'axe de la chambre photographique est horizontal. Sauf dans le cas du n° 5, ils traversent l'air après la détente.

1. Ionisation par un faisceau cylindrique de rayons X de 2 millimètres de diamètre :

$$\rho_1 = 1{,}00, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}35, \quad \rho_2 = 0{,}14, \quad V = 4 \text{ volts}, \quad M = 2{,}45.$$

2. Ionisation par un faisceau de rayons X de 2 millimètres de diamètre :

$$\rho_1 = 1{,}00, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}34, \quad \rho_2 = 0{,}75, \quad V = 4 \text{ volts}, \quad M = 2{,}45.$$

3. Ionisation par un faisceau de rayons X de 5 millimètres de diamètre.
4. Id.; de plus les rayons X traversent l'air avant la détente.
5. Agrandissement d'une portion de 3 montrant les ions individuels produits le long d'une partie de l'une des trajectoires des rayons cathodiques.

Ionisation par les rayons Röntgen (*fig.* 7 et *fig.* 8) — L'ampoule à rayons X était excitée par la décharge d'une bouteille de Leyde, réglée dans la plupart des cas de façon que les rayons traversent la chambre de condensation immédiatement après la détente, au moment où le gaz est sursaturé. Les ions ne disposent ainsi que d'un temps extrêmement court pour se diffuser avant d'être fixés par la condensation sur eux de la vapeur d'eau.

Ionisation par les rayons Röntgen (*fig.* 8). — Mêmes conditions que dans la *fig.* 7. Le faisceau de rayons X a 2 millimètres environ de diamètre. Les n°s 2, 3 et 4 appartiennent à une série d'expériences, dans lesquelles on a fait varier le rapport de détente en gardant constantes toutes les autres conditions.

1. Agrandissement d'une portion du n° 1, *fig.* 7.

$$\rho_1 = 1{,}00, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}35, \quad \rho_2 = 0{,}74, \quad V = 4 \text{ volts}, \quad M = 6{,}00.$$

2. Dans cette figure comme dans toutes les autres photographies précédentes relatives aux rayons X, la sursaturation maxima atteinte a été suffisante pour que les ions perdent leur mobilité aussitôt après leur libération. Alors les particules cathodiques laissent des traces très fines.

$$\rho_1 = 0{,}93, \quad \frac{v_1}{v_2} = 1{,}33, \quad \rho_2 = 0{,}70, \quad V = 40 \text{ volts}, \quad M = 6{,}00.$$

3. La sursaturation maxima dépasse très peu celle qui est nécessaire pour provoquer la condensation sur les ions positifs, qui par suite peuvent parcourir des distances variables sous l'action du champ électrique, avant d'être fixés par la condensation de l'eau.

$$\rho_1 = 0{,}92, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}31, \quad \rho_2 = 0{,}70, \quad V = 40 \text{ volts}, \quad M = 6{,}00.$$

4. Les ions négatifs, qui seuls sont captés avec la sursaturation maxima obtenue ont gardé leur mobilité pendant des durées variables ; les traces des rayons cathodiques sont par suite transformées en traînées diffuses sous l'action du champ électrique.

$$\rho_1 = 0{,}90, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}28, \quad \rho_2 = 0{,}70, \quad V = 40 \text{ volts}, \quad M = 6{,}00.$$

Les électrodes de l'étincelle supérieure Q du n° 3 étaient reliées aux armatures intérieures de deux jarres, dont les armatures extérieures étaient en communication avec le tube de Crookes. Les

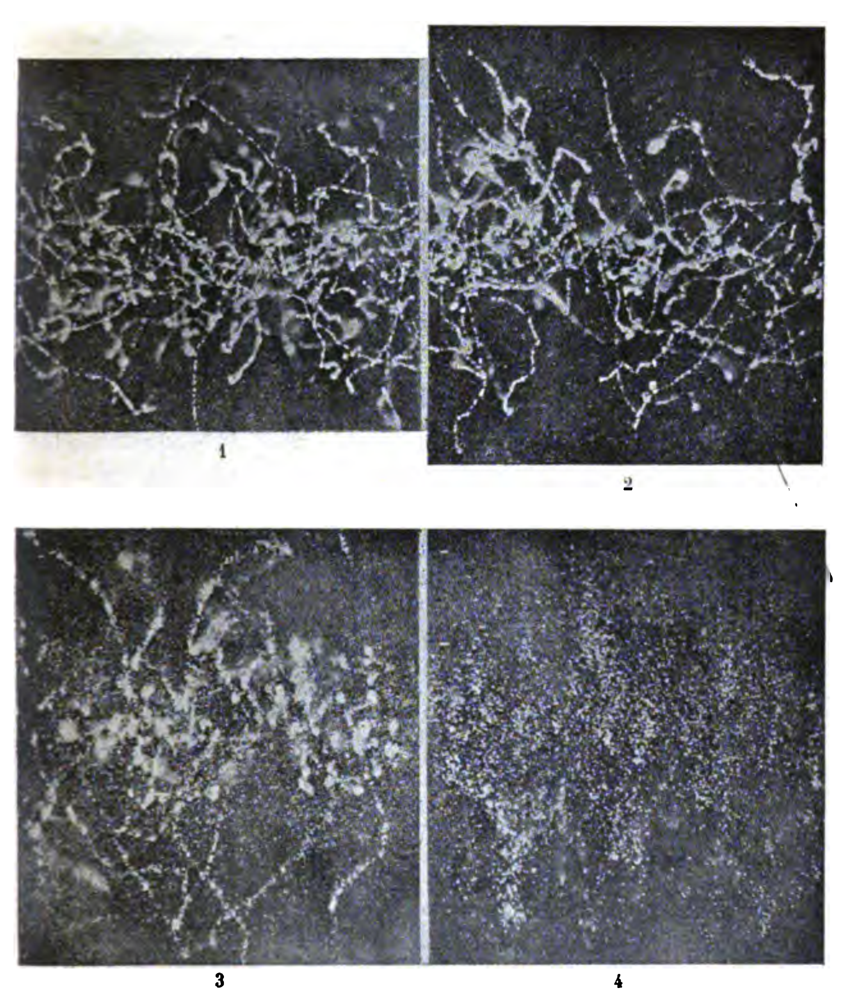


Fig. 8.

armatures intérieures étaient reliées en outre par l'intermédiaire de tubes de verre remplis d'eau aux pôles de la machine de Wimshurst. Dans sa chute, la boule d'acier provoquait d'abord la décharge dans le tube à rayons X et ensuite l'éclatement de l'étincelle d'illumina-

tion. En effet, les tubes remplis d'eau avaient une résistance assez grande pour empêcher que les jarres produisant l'étincelle d'illumination ne se déchargent pendant que la boule traverse la coupure à étincelle supérieure, mais ils avaient une conductibilité suffisante pour permettre la charge simultanée des deux séries de jarres au moyen de la machine de Wimshurst.

On réglait l'intervalle de temps entre l'arrivée du jet de rayons X et la détente en faisant varier la longueur du fil qui porte la boule d'acier. On cherche d'abord la longueur de fil nécessaire pour rendre la décharge des rayons X et l'achèvement de la détente simultanés : il suffisait de prendre un fil plus court pour que les rayons X passent après la détente.

Pour faire ces essais, on enlevait le tube à rayons X et l'on mettait à sa place une coupure d'étincelle à mercure. Deux étincelles d'illumination traversaient ainsi la vapeur de mercure pendant la durée de chute de la boule, et l'intervalle de temps qui les séparait était le même, pour une même longueur de fil que celui qui s'écoule, dans le mode normal d'emploi de l'appareil, entre le jet des rayons X et le passage de l'étincelle de communication. Une série de photographies furent prises avec différentes longueurs de fil. La chambre photographique, disposée horizontalement, était mise au point sur une aiguille attachée au plongeur. Il n'y avait qu'une seule image de l'aiguille sur la plaque photographique quand la détente était complète avant le passage de la première étincelle; au contraire l'aiguille donnait deux images, si la première étincelle passait avant que la détente ne fût achevée. Ces photographies donnaient ainsi une indication sur la rapidité de la détente. On trouva qu'elle était complète en $\frac{1}{50}$ de seconde environ.

Le tube de Crookes était fixé à une distance variant entre 30 et 70 centimètres d'une ouverture pratiquée dans la paroi latérale de la chambre de condensation. Cette ouverture, de $1^{cm},2$ environ de diamètre, était fermée par une plaque de quartz de $0^{mm},38$ d'épaisseur. Les rayons passaient dans un canal cylindrique, de 2 millimètres de diamètre dans la plupart des cas, creusé dans un bloc de plomb de 5 centimètres d'épaisseur environ et placé contre la fenêtre de quartz. Un écran en plomb était disposé de façon à mettre à l'abri des rayons le reste de la chambre de condensation. La chambre photographique était placée suivant la disposition (*a*) de la *fig.* 4. La

distance au faisceau cylindrique horizontal de rayons X qui traversait la chambre de condensation en passant par son centre correspondait à un grossissement de 2,45 diamètres. Pour éviter la distorsion provenant de la forme cylindrique de la paroi de la chambre de condensation, une portion du cylindre de 5 centimètres de longueur était enlevée et remplacée par une plaque de verre à faces planes et parallèles.

La *fig.* 7 contient les photographies de quelques exemples typiques des brouillards produits par les rayons X. Dans tous les cas, sauf celui du n° 5, les rayons traversaient l'air une fois sursaturé. L'ordre des opérations était le suivant : 1° production de l'état de sursaturation par une détente brusque; 2° décharge de la bouteille de Leyde dans le tube de Crookes, provoquant l'ionisation dans la chambre de condensation ; 3° condensation de l'eau sur les ions; 4° passage de l'étincelle d'illumination, permettant de photographier le brouillard condensé sur les ions.

La différence de potentiel entre le fond et la paroi supérieure de la chambre de condensation était tantôt de 40 volts, tantôt de 4 volts, le potentiel de la paroi supérieure étant toujours positif.

Dans la plupart des cas, le rapport de détente était compris entre 1,33 et 1,36. Il dépassait donc notablement le rapport minimum, — 1,31 environ, — requis pour provoquer la condensation sur les ions positifs aussi bien que sur les ions négatifs, — le minimum pour ces derniers est 1,25, — mais il est plus petit que celui qui est nécessaire pour donner des nuages denses sans la présence d'ions, — $\frac{v_2}{v_1} = 1,38$. Dans ces conditions, comme le montrent les photographies, les traces des particules cathodiques ou β, produites dans le gaz par les rayons X, sont très bien définies et fines, car les ions sont fixés par la condensation sur eux de la vapeur d'eau, avant d'avoir eu le temps de se diffuser ou de parcourir sous l'action de la force électrique une distance appréciable.

Les n^{os} 1 à 4 de la *fig.* 7 représentent quelques-unes des nombreuses photographies obtenues dans ces conditions. Voici leurs caractéristiques les plus frappantes :

1° On voit des rayons cathodiques ou β qui partent de la trajectoire du faisceau primaire des rayons X, et nombre d'entre eux s'étendent jusqu'à une certaine distance en dehors;

2° On n'aperçoit aucun indice d'un effet des rayons X sur le gaz

autre que la radiation corpusculaire : la trajectoire du faisceau primaire des rayons X ne se distingue pas autrement que comme la région où les rayons β prennent leur origine. Dans quelques photographies, il est vrai, apparaissent çà et là dans la région illuminée par l'étincelle des gouttes éparses dont on pourrait attribuer la formation à des ions libérés par les rayons X. Mais ces gouttes ne sont pas plus nombreuses le long du trajet du faisceau primaire; bien plus, elles apparaissent en aussi grand nombre sur des photographies de comparaison prises dans des conditions identiques, mais sans la décharge des rayons X. Il n'y a aucun doute, je pense, que ces gouttes éparses soient condensées sur des noyaux non chargés, analogues à ceux qui sont produits par la lumière ultraviolette faible et certains métaux et qui exigent pour être captés un rapport de détente du même ordre que celui employé ici. Ils semblent dus à une action chimique dans laquelle les traces d'impureté jouent un rôle essentiel, attendu que les gouttes sont plus nombreuses quand l'air de l'appareil vient d'être renouvelé.

L'ionisation par rayons X apparaît donc entièrement comme l'a suggéré Bragg, comme un processus secondaire, bien qu'on puisse dire que la production de chaque rayon cathodique dans le gaz représente la formation d'un couple d'ions sous l'influence des rayons X;

3° Le nombre des rayons cathodiques produits dans l'air sur une longueur connue d'un pinceau de rayons X peut être compté facilement par cette méthode;

4° Les rayons X employés jusqu'ici étaient hétérogènes. Il fallait donc s'attendre à ce que les rayons cathodiques aient des longueurs variables. Leur longueur, réduite à la pression atmosphérique et mesurée sur la trajectoire elle-même, est fréquemment de 0,75 à 1 centimètre; en mesurant la distance en ligne droite des deux extrémités de la trajectoire on obtient une valeur environ moitié moindre. On rencontre cependant des trajectoires atteignant une longueur de 2 centimètres;

5° Les rayons présentent deux sortes de déviations résultant de leurs rencontres avec les atomes du gaz. La dispersion « singulière » et la dispersion « composée » de Rutherford. C'est cependant la déviation graduellement croissante, due à l'accumulation de petites déviations successives, qui est dans ce cas le facteur de beaucoup le plus important de la dispersion, car tous les rayons ont des cour-

bures très prononcées, tandis que la proportion des coudes brusques est très petite. Mais les déviations brusques que l'on rencontre sont d'angles considérables, 90° et plus;

6° La courbure des rayons tend à devenir de plus en plus grande à mesure qu'on approche de leur fin ; et cette fin elle-même est élargie en une sorte de tête, due peut-être à ce que la trajectoire du corpuscule prend alors une forme tout à fait irrégulière ;

7° Dans beaucoup de photographies, certaines traces des brouillards, au moins sur une partie de leur longueur, sont suffisamment au point pour que les gouttes individuelles apparaissent résolues et qu'on puisse compter les ions sur lesquels elles se sont condensées. Le n° 6 de la *fig.* 7 est un agrandissement d'une telle traînée, le nombre d'ions par centimètre de trajet est d'environ 278, ce qui, réduit à la pression atmosphérique, revient à 376 ions ou 188 couples d'ions. Ce nombre paraît tout à fait caractéristique des portions moyennes des trajectoires, situées à 5 millimètres environ de leur fin : on l'a retrouvé dans 12 cas. Le plus petit nombre obtenu correspond à la pression atmosphérique, à 150 couples d'ions par centimètre et se rapporte au commencement d'un rayon; le plus grand est de 2.160 couples par centimètre pour le dernier demi-millimètre d'un rayon ;

8. Les rayons cathodiques semblent partir dans toutes les directions. Je n'ai pas encore tenté l'étude statistique systématique qui serait nécessaire pour déterminer la fréquence relative des différentes directions initiales de ces rayons par rapport à la direction de propagation des rayons Röntgen.

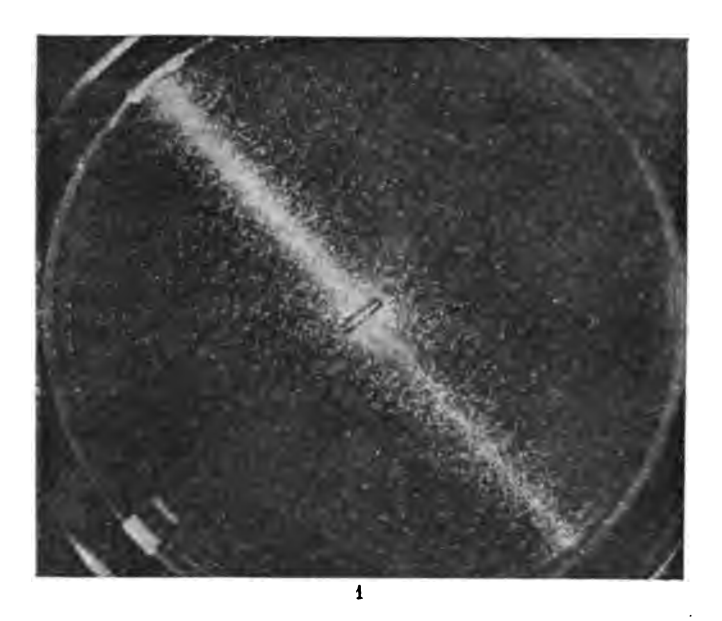
Si le rapport de détente est moindre que 1,33, les traces des brouillards des rayons cathodiques commencent à perdre de leur finesse, comme le montrent les photographies de la *fig*. 8. Lorsque le rapport de détente est compris entre 1,31 et 1,33, les ions positifs sont étalés par le champ électrique avant d'être fixés, tandis que la trajectoire relative aux ions négatifs reste bien marquée ; on a l'aspect d'une pluie de gouttes tombant de chaque trajectoire. Quand le rapport de détente est trop faible pour que les ions positifs puissent être captés, les ions négatifs commencent aussi à s'étaler sous l'action du champ, et finalement, bien que le rapport de détente soit encore notablement supérieur à celui qui est nécessaire pour capter les ions négatifs, les brouillards cessent de représenter la trajectoire originale du corpuscule.

Pour avoir la forme de la trajectoire d'une particule ionisante d'une façon aussi précise que possible, il faut que le rapport de détente dépasse la valeur 1,33; mais, d'autre part, pour compter les ions, il est avantageux de produire une détente plus faible. Une détente qui serait juste assez faible pour ne plus capter les ions positifs est peut-être la plus avantageuse pour le dénombrement des ions; et c'est seulement sur les photographies obtenues dans de pareilles conditions qu'on a pu déterminer l'ionisation vers la fin des trajectoires.

Quand les rayons Röntgen sont lancés à travers la chambre de condensation avant la détente de l'air, on obtient des traînées diffuses et doubles, car les ions positifs ont été séparés des ions négatifs par le champ électrique et tous ont pu se diffuser un peu (*fig.* 7, n° 5). Il aurait été intéressant de chercher par cette méthode très directe à savoir si le nombre des ions négatifs et des ions positifs libérés est le même, ou, en d'autres termes, si les ions négatifs et les ions positifs portent la même charge, question soulevée par certaines expériences de Townsend. Malheureusement je n'ai pu obtenir jusqu'ici sur mes clichés que des portions très courtes de ces double traînées, qui soient à la fois bien au point et exemptes de complications provenant de la superposition d'autres traînées. Ces courtes portions montrent néanmoins des nombres égaux d'ions positifs et d'ions négatifs. Pour prendre un exemple, dans des brouillards positifs et négatifs contenant chacun 30 à 31 gouttes, il y a un ou deux cas où il est difficile de savoir si une image sur la plaque représente une goutte ou deux.

Expériences récentes avec les rayons X : rayons Röntgen secondaires et radiation corpusculaire émise par une plaque métallique traversée par les rayons X. — Dans toutes les expériences sur les rayons X décrites ci-dessus, l'illumination était oblique et l'axe de la chambre photographique horizontal. J'ai réussi récemment à produire une illumination assez intense pour obtenir des photographies avec la chambre photographique disposée verticalement et regardant vers le bas, comme dans les expériences sur les rayons α. On pouvait photographier ainsi tout ce qu'il y avait de visible dans une couche horizontale de la chambre de condensation ayant 2 centimètres de hauteur.

Le n° 1 (*fig.* 9) a été obtenue en plaçant une mince plaque de cuivre, pesant 0,028 gramme par centimètre cube, sur le trajet d'un faisceau horizontal de rayons X. Ce faisceau cylindrique avait



1

2

FIG. 9.

Rayons Röntgen secondaires et radiation corpusculaire d'une plaque métallique traversée par des rayons X.

L'axe de la chambre photographique est vertical; l'étincelle de mercure illumine une couche horizontale de 2 centimètres d'épaisseur.

1. Rayons Röntgen traversant une plaque de cuivre qui pèse 0gr,28 par centimètre carré. De courts rayons cathodiques dus à la radiation fluorescente ou caractéristique du cuivre sont formés dans toute l'étendue de la chambre de condensation.

$$\rho_1 = 0{,}98, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}35, \quad \rho_2 = 0{,}73, \quad V = 4 \text{ volts}, \quad M = \frac{1}{2}.$$

2. Rayons pénétrants traversant la même plaque. Les rayons primaires ont traversé une plaque d'aluminium d'un centimètre d'épaisseur avant d'entrer dans la chambre de condensation.

$$\rho_1 = 0{,}98, \quad \frac{v_2}{v_1} = 1{,}35, \quad \rho_2 = 0{,}73, \quad V = 4 \text{ volts}, \quad M = \frac{1}{2}.$$

3 millimètres de diamètre; il entrait dans la chambre de condensation par une fenêtre fermée par une feuille d'aluminium très mince.

Comme dans la plupart des expériences déjà décrites, les rayons traversaient l'air sursaturé immédiatement après sa détente.

L'absorption des rayons X par le cuivre apparaît immédiatement quand on regarde la différence de densité des brouillards condensés respectivement sur le faisceau incident et sur le faisceau transmis.

En traversant le cuivre, les rayons X produisent un nombre immense de rayons cathodiques, qui forment des brouillards denses au voisinage immédiat des deux côtés de la plaque. Les brouillards ne sont pas tout à fait en contact avec le cuivre. L'air en contact avec le cuivre s'échauffe avant le passage des rayons, de sorte que. dans cette région, les ions ne trouvent plus la sursaturation nécessaire pour leur conversion en gouttes d'eau.

La plaque de cuivre exposée aux rayons X émet des rayons X secondaires. Ceux-ci, à leur tour, produisent dans l'air qu'ils traversent des rayons cathodiques ou β; sur la photographie on voit les traces des brouillards laissées par ces rayons β. Elles ont toutes à peu près la même longueur — 1 millimètre environ — ce qui indique l'homogénéité des rayons X secondaires qui les excitent. C'est d'ailleurs la caractéristique des rayons fluorescents du cuivre étudiés par Barkla. Une telle photographie montre à la fois la distribution des rayons Röntgen secondaires émis par une substance et la nature des rayons cathodiques produits dans l'air par cette radiation.

Si l'on remplace la plaque de cuivre par une plaque d'argent, on obtient des effets analogues, mais les rayons cathodiques produits dans l'air par les rayons de l'argent sont plusieurs fois plus longs que ceux que produisent les rayons du cuivre.

Le n° 2 (*fig.* 9) reproduit une photographie obtenue avec une plaque de cuivre; mais l'intensité des rayons X tombant sur le cuivre a été réduite par l'interposition d'une plaque d'aluminium de 1 centimètre cube d'épaisseur, qui écarte spécialement les rayons moins pénétrants. Les rayons cathodiques qui, auparavant, étaient trop étroitement entrelacés pour être visibles séparément, peuvent maintenant être vus individuellement avec la plus grande facilité. Conformément aux travaux de Bragg et d'autres physiciens, la quantité de radiation corpusculaire de la plaque de cuivre est beaucoup

plus grande du côté par lequel les rayons émergent que de celui par lequel ils entrent dans la plaque.

Un grand nombre de rayons émis par le cuivre et l'air sous l'influence des rayons X sont extraordinairement longs ; quelques-uns atteignent une longueur qui, dans l'air à la pression atmosphérique, correspond à près de 3 centimètres. Il convient d'ajouter cependant que, sur le trajet des rayons X primaires, on peut voir un grand nombre de petites taches de brouillard, qui représentent peut-être les traces de rayons cathodiques extrêmement courts, et dont l'inprétation exige de nouvelles recherches.

L'INERTIE DE L'ÉNERGIE ET SES CONSÉQUENCES (1);

Par M. P. LANGEVIN.

La notion de masse, fondamentale en mécanique, peut être introduite de trois manières différentes qui correspondent à trois aspects du phénomène d'inertie. On peut définir la masse : 1° comme coefficient de proportionnalité de la force à l'accélération ; 2° comme capacité d'impulsion ou de quantité de mouvement ; 3° comme capacité de force vive ou d'énergie cinétique.

La mécanique rationnelle exige qu'il y ait coïncidence entre ces diverses définitions et admet de plus l'invariabilité absolue de la masse pour une même portion de matière à travers tous les changements que celle-ci peut subir : physiques, chimiques ou mécaniques (mouvement plus ou moins rapide).

1. La masse, coefficient d'inertie. — On entend d'ordinaire par inertie la propriété que possède la matière de tendre à conserver le mouvement acquis : elle résiste aux changements de sa vitesse, de sorte qu'une action extérieure ou force est nécessaire pour modifier la grandeur ou la direction de celle-ci.

Newton admit qu'il y a proportionnalité entre la force agissant sur un corps et le changement de vitesse qu'elle lui communique, par unité de temps, ou accélération ; le quotient constant de ces deux grandeurs lui servit à définir la masse du corps. Il résulte nécessai-

(1) Conférence faite à la Société française de Physique le 26 mars 1913.

rement de la loi fondamentale admise par Newton (indépendance des effets des forces et du mouvement antérieurement acquis), que l'accélération est toujours dirigée suivant la force qui la produit, quelle que soit sa direction par rapport à la vitesse acquise, qu'elle soit longitudinale (accélération tangentielle), transversale (accélération normale) ou oblique à la trajectoire.

2. La masse, capacité d'impulsion. — A chaque portion de matière, à chaque point matériel en mouvement, on peut faire correspondre une grandeur dirigée, son *impulsion* G, nulle au repos et dont, par définition, *la variation par unité de temps est donnée en grandeur et direction par la force résultante qui agit sur cette portion de matière.* Autrement dit, l'impulsion communiquée par une force f pendant le temps dt étant définie, en grandeur et direction, par le produit fdt, l'*impulsion d'un corps* est par définition la somme géométrique des impulsions élémentaires qui lui ont été communiquées à partir du repos par les différentes forces exercées sur lui.

Pour un système de corps, susceptibles en général d'agir les uns sur les autres, l'impulsion totale est définie comme somme géométrique des impulsions individuelles. Il résulte du principe d'égalité de l'action et de la réaction que si le système est fermé, soustrait à toute action extérieure, cette impulsion totale reste invariable, se conserve au cours du temps. Elle ne change pas, bien que les impulsions individuelles des parties du système changent en raison des forces qu'elles exercent les unes sur les autres.

Il résulte de la loi d'inertie que l'impulsion G subie par un corps à partir du repos est égale à sa quantité de mouvement, c'est-à-dire au produit de sa masse par sa vitesse et dirigée suivant celle-ci, d'où la relation vectorielle :

$$G = mv.$$

On pourrait aussi définir la masse par cette relation, comme *capacité d'impulsion*, comme quotient de l'impulsion par la vitesse (masse maupertuisienne de H. Poincaré). On peut encore dire capacité de quantité de mouvement, si l'on considère cette dernière expression comme synonyme d'impulsion.

J'insiste sur ce point que le principe de conservation de l'impulsion ou quantité de mouvement totale *portée par la matière* dans un système fermé est une conséquence du principe d'égalité de l'action et de la réaction et cesserait d'être exact en même temps que celui-ci.

3. La masse, capacité d'énergie cinétique. — De même que la notion d'impulsion communiquée par une force conduit à énoncer le principe de conservation de la quantité de mouvement, la notion de travail a conduit à énoncer, sous une forme de plus en plus générale, le principe de conservation de l'énergie.

Par définition, *l'énergie cinétique d'un point matériel en mouvement est égale à la somme algébrique des travaux des forces qui ont agi sur lui à partir du repos.* S'il s'agit d'un corps de dimensions finies, cette définition ne subsiste sans modifications que si la mise en mouvement ne s'est accompagnée d'aucune déformation, que si le corps est resté le même pour des observateurs qui lui sont liés. On remarquera qu'il n'est nécessaire d'introduire aucune restriction de ce genre dans la définition donnée plus haut de l'impulsion : nous verrons que la même simplicité se retrouve dans la relation de la masse à l'énergie quand on fait intervenir l'énergie *totale* du corps en mouvement au lieu de l'énergie cinétique.

En attendant, nous définirons comme d'habitude l'énergie cinétique w d'un corps par le travail total qu'il faut dépenser pour amener dans son état de mouvement actuel ce corps, pris au repos *dans sa configuration actuelle.*

On a, dans ces conditions, en mécanique rationnelle, si m est la masse du corps et v sa vitesse :

$$w = \frac{1}{2} mv^2.$$

On pourrait aussi utiliser cette relation pour définir la masse comme *capacité d'énergie cinétique*, comme quotient du double de l'énergie cinétique ou force vive par le carré de la vitesse (masse cinétique de H. Poincaré).

4. L'inertie, propriété fondamentale, et le mécanisme. — Depuis Newton on admet, et c'est ainsi que débutent tous les traités de Physique, que l'inertie est une propriété fondamentale de la matière dont l'existence ne saurait se ramener à des phénomènes plus simples, et doit au contraire être acceptée comme principe d'explication. On a même considéré pendant plus de deux siècles, et c'est là l'essentiel de la doctrine mécaniste, qu'un phénomène physique ne peut être expliqué complètement qu'après avoir été ramené à des mouvements régis par les lois de la mécanique rationnelle, et en particulier par la loi d'inertie.

Malgré la perfection de sa forme et les services séculaires qu'il a rendus, nous ne pouvons plus aujourd'hui conserver l'édifice de la dynamique newtonienne où l'inertie, mesurée par une masse invariable, intervient comme support principal.

L'inertie n'est plus une propriété fondamentale, puisqu'il est possible d'en rendre compte, pour une partie au moins, à partir des lois de l'électromagnétisme, probablement plus primitives et plus simples. La masse n'est plus invariable, puisque ses diverses définitions cessent de coïncider quand la vitesse de la matière cesse d'être petite par rapport à celle de la lumière et qu'elles conduisent toutes trois, pour une même portion de matière, à des valeurs variables en fonction de la vitesse, suivant trois lois différentes.

Il y a plus encore: au voisinage du repos, pour des vitesses faibles, les trois définitions coïncident et conduisent pour une portion donnée de matière à une certaine *masse initiale* m_0; mais *cette masse initiale dépend de l'état physique ou chimique du système et varie pour toute modification accompagnée d'un échange d'énergie avec l'extérieur*, par rayonnement, par exemple.

Nous serons amenés à conclure que tout accroissement ΔE de l'énergie totale d'un corps en repos ou en mouvement se traduit par un accroissement proportionnel Δm de sa masse, suivant la relation remarquablement simple :

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{V^2},$$

V représentant la vitesse de la lumière dans le vide. La masse d'un corps, même pour les vitesses faibles, ne reste constante que dans la mesure où l'énergie interne ne change pas.

Dans un système isolé dont les diverses parties échangent de l'énergie entre elles, les masses individuelles ne se conservent pas; seule la masse de l'ensemble reste invariable à condition que le système ne reçoive ni ne perde au total d'énergie.

La conservation de la masse cesse d'être un principe distinct; elle vient se confondre avec la conservation de l'énergie.

Ne semble-t-il pas que notre édifice aura gagné en simplicité et en harmonie à cette unification de deux principes considérés d'abord comme indépendants ? Le dernier en date, et le plus péniblement atteint par des généralisations successives, celui de l'énergie, nous apparaît maintenant comme étant beaucoup plus fondamental et plus riche que l'autre, réduit à n'en être plus qu'un des aspects.

Il est bien entendu, d'ailleurs, que les écarts à partir des résultats donnés par la mécanique rationnelle ne deviennent sensibles que dans des circonstances exceptionnelles.

La Mécanique conserve sa haute valeur pratique dans toutes les circonstances où il ne s'agit, ni de vitesses supérieures à 30.000 kilomètres par seconde, ni de changements d'état mettant en jeu des énergies énormes, comme ceux dont sont le siège les corps radioactifs ou ceux qui ont dû accompagner la formation des atomes. Ces réserves faites, on peut considérer la masse comme invariable et les équations de la dynamique comme exactes. La mécanique rationnelle aura seulement perdu la puissance explicative qui faisait sa suprématie et restera comme première approximation presque toujours suffisante.

5. **L'inertie électromagnétique.** — L'insuffisance du mécanisme s'est manifestée nettement lorsqu'on s'est efforcé sans succès d'en tirer une explication des phénomènes électromagnétiques et optiques. Nous voyons aujourd'hui la raison profonde de ces difficultés dans le fait que les équations de la dynamique, d'une part, et celles de l'électromagnétisme d'autre part, ne font pas intervenir les mêmes conceptions de l'espace et du temps ; il semble bien que celle de l'électromagnétisme est la plus correcte et que l'autre, celle de la mécanique rationnelle, n'a que la valeur d'une première approximation. Il a donc paru beaucoup plus fécond, depuis une dizaine d'années, de chercher une interprétation électromagnétique de l'inertie plutôt qu'une explication mécanique des lois de l'électromagnétisme ; ces dernières ont un caractère de grande simplicité qui les qualifie pour servir de base à la physique et de principe d'explication. Bien que nous soyons encore loin de pouvoir même affirmer qu'une telle synthèse électromagnétique est possible, l'effort tenté pour la constituer et le changement de point de vue qu'il implique se sont déjà montrés très riches de conséquences et d'aperçus nouveaux, dont je voudrais signaler quelques-uns.

La première indication d'une possibilité d'expliquer l'inertie a été donnée en 1881 par J.-J. Thomson, vers sa vingtième année. Plein des idées de Maxwell, qu'on respirait à Cambridge, il comprit que le fait pour un corps d'être électrisé lui communique une inertie particulière d'origine électromagnétique. Cela résulte de la loi du courant de convection, de la propriété que possède un corps électrisé de

créer un champ magnétique autour de lui, quand il est en mouvement. Nous pouvons actuellement considérer comme un fait expérimental cette propriété déduite par Maxwell des équations qu'il a établies et qui ont servi de base aux calculs de Thomson.

Les expériences de Rowland et de ses élèves ont vérifié en effet de manière qualitative et quantitative cette conséquence de la théorie : un corps électrisé, une sphère par exemple, de rayon a et de charge e, se mouvant uniformément avec la vitesse v, crée autour de lui un champ magnétique distribué en lignes de forces circulaires ayant leur plan normal à la direction de la vitesse et centrées sur la trajectoire du centre de la sphère.

Autrement dit, le champ magnétique en un point A est normal au plan Aov qui passe par le point A et la trajectoire du centre et a pour grandeur, au moins *tant que la vitesse v est assez petite par rapport à la vitesse de la lumière* V :

$$H = \frac{ev \sin \alpha}{r^2}. \tag{1}$$

Si la sphère est chargée seulement en surface, elle ne produit aucun champ magnétique à son intérieur, pas plus que de champ électrique, et la formule (1) n'est valable que pour $r > a$.

D'autre part, l'extension aux phénomènes électromagnétiques du principe de conservation de l'énergie exige, comme on le sait, que la production d'un champ électrique h dans un milieu de pouvoir inducteur spécifique K représente une dépense d'énergie localisée dans le milieu à raison de $\frac{Kh^2}{8\pi}$ par unité de volume et que la production d'un champ magnétique H dans un milieu de perméabilité constante μ représente de même une localisation d'énergie avec la densité $\frac{\mu H^2}{8\pi}$.

Pour trouver les énergies électrique W_e et magnétique W_m localisées dans une portion du milieu d'étendue finie, il faut, $d\tau$ représentant un élément de volume, calculer dans cette étendue, les intégrales :

$$W_e = \int \frac{Kh^2}{8\pi} d\tau, \qquad \text{et} \qquad W_m = \int \frac{\mu H^2}{8\pi} d\tau.$$

On déduit facilement de là que, conformément à un résultat bien

connu d'électrostatique, le champ électrique entourant notre sphère de charge superficielle e et de rayon a (supposée dans le vide, de pouvoir inducteur K_0 et de perméabilité μ_0) représente au repos une énergie potentielle électrostatique :

$$W_0 = \frac{e^2}{2K_0 a}.$$

Lorsque la sphère est en mouvement avec une vitesse faible par rapport à celle de la lumière, ce champ électrique reste distribué comme au repos et accompagne la sphère dans son mouvement : celle-ci emporte avec elle sa chevelure de lignes de force radiales symétriquement disposées autour d'elle ; l'énergie électrostatique, constante aussi longtemps que la vitesse reste faible, se déplace ainsi avec la charge.

Mais ce déplacement du champ électrique implique, d'après l'expérience de Rowland, la production d'un champ magnétique entourant le corps électrisé et l'accompagnant aussi dans son mouvement. Ce champ, proportionnel à la vitesse en vertu de la loi du courant de convection (1) représente une énergie proportionnelle au carré de la vitesse, et qu'un calcul facile basé sur l'expression de la densité en volume $\frac{\mu_0 H^2}{8\pi}$ montre égale à :

$$W_m = \frac{\mu_0 e^2}{3a} v^2. \tag{3}$$

Cette énergie doit être fournie, au moment où la sphère chargée est mise en mouvement, par les actions extérieures qui lui communiquent la vitesse v. Elle lui reste liée au long de son parcours, et doit être restituée au moment de l'arrêt sous forme de travail fourni contre les actions retardatrices. Ces échanges de travail laissent d'ailleurs, malgré la mise en mouvement ou l'arrêt, le corps électrisé identique à lui-même pour des observateurs qui lui sont liés, puisqu'il reste, pour ceux-ci, entouré uniquement de son champ électrostatique ([1]).

L'énergie W_m présente donc tous les caractères d'une énergie cinétique, y compris celui d'être proportionnelle au carré de la vitesse, et correspond à l'existence d'une masse cinétique, d'une inertie

(1) En toute rigueur, cette dernière affirmation fait intervenir le principe de relativité dont on commence ainsi à entrevoir le rôle dans cette théorie.

supplémentaire d'origine électromagnétique :

$$(4) \qquad m_0 = \frac{2\mu_0 e^2}{3a},$$

résultant uniquement du fait que la sphère est électrisée et s'ajoutant à l'inertie que celle-ci peut représenter d'autre part.

Notons de suite, par comparaison de (4) *avec* (2), *que cette inertie électromagnétique, due à la présence d'un champ électrique autour de la sphère, est proportionnelle à l'énergie W_0 que représente ce champ électrique et que la sphère emporte avec elle.* Toute variation de la charge ou du rayon, et par suite de l'énergie emmagasinée autour de la sphère au repos, implique une variation proportionnelle de son inertie. Nous examinerons plus loin de manière plus précise la relation qui s'indique ainsi entre l'inertie d'un système et l'énergie potentielle qu'il peut renfermer.

Nous verrons aussi qu'aux vitesses de même ordre que celle de la lumière, le champ électrique n'est plus distribué autour de la sphère en mouvement de la même manière qu'au repos; il représente une énergie W_e différente de W_0. Si nous continuons à désigner par W_m l'énergie du champ magnétique, le travail nécessaire pour mettre le corps en mouvement en raison de sa charge est :

$$w = W_e + W_m - W_0,$$

et représente bien une énergie cinétique, puisque le corps électrisé a toujours le même aspect pour des observateurs qui lui sont liés.

Le raisonnement très simple qui précède nous a conduit à prévoir au voisinage du repos la masse initiale supplémentaire m_0 en nous plaçant au point de vue de notre troisième définition, celle de la *masse cinétique :* nous avons montré qu'un corps, du fait qu'il est électrisé, possède une capacité supplémentaire pour l'énergie de mouvement. Nous avons utilisé pour cela la localisation bien connue d'énergie dans un champ magnétique.

Le résultat reste exactement le même quand on se place au point de vue de la masse maupertuisienne : le corps électrisé prend, à cause de sa charge, une capacité supplémentaire de quantité de mouvement. Pour le montrer, il est nécessaire de rappeler comment Henri Poincaré, pour maintenir le principe de conservation de la quantité de mouvement, a été conduit à localiser de la quantité de mouvement dans un champ électromagnétique, de la même manière

qu'on a dû, pour maintenir la conservation de l'énergie, y admettre la localisation bien connue d'énergie dont nous venons de nous servir. Chemin faisant, nous rencontrerons des résultats généraux qui nous seront utiles par la suite.

6. **L'éther et les ondes électromagnétiques.** — Il nous faut tout d'abord remonter un peu plus haut que nous n'avons eu besoin de le faire jusqu'ici et rappeler brièvement les propriétés électromagnétiques fondamentales du vide, énoncées par Maxwell et vérifiées expérimentalement par Hertz.

Les deux champs électrique et magnétique h et H dont l'éther peut être le siège et qui correspondent aux localisations d'énergie rappelées plus haut ne sont pas indépendants l'un de l'autre et sont liés de telle façon que chacun d'eux ne peut exister seul qu'à condition de ne pas varier : toute variation dans le temps de l'un des deux champs entraîne la production de l'autre. La variation du champ magnétique dans une région donnée de l'éther produit un champ électrique dont les lignes de force tournent autour de la direction dans laquelle le champ magnétique varie : c'est le phénomène d'induction statique. Si l'espace où ce champ électrique est ainsi créé se trouve occupé par un conducteur, il en résulte dans celui-ci des courants induits qui tournent autour de la direction dans laquelle varie le champ magnétique. La relation quantitative traduisant cette liaison est donnée par la loi bien connue d'induction : *la force électromotrice ou travail du champ électrique le long d'un contour fermé quelconque* C *est égale à la variation par unité de temps du flux d'induction magnétique à travers une surface quelconque* S *s'appuyant sur le contour* C. L'induction magnétique B est égale dans le vide à μ_0H, et si Φ est son flux à travers la surface S, on a :

$$(5) \qquad \int_C h \cos \alpha \, dl = - \frac{d\Phi}{dt}.$$

Corrélativement, la variation du champ électrique dans une région donnée de l'éther produit un champ magnétique dont les lignes de force tournent autour de la direction dans laquelle le champ électrique varie. C'est le phénomène primordial du *courant de déplacement* prévu par Maxwell, et dont nous allons voir qu'on peut immédiatement déduire la loi du *courant de convection* vérifiée expéri-

mentalement par Rowland, ainsi que la propagation des ondes électromagnétiques avec la vitesse de la lumière, vérifiée expérimentalement par Hertz.

La relation quantitative traduisant la loi du courant de déplacement est symétrique de la précédente : *la force magnétomotrice ou travail du champ magnétique le long d'un contour fermé quelconque* C *est égale à la variation par unité de temps du flux d'induction électrique à travers une surface quelconque S tracée dans le vide et s'appuyant sur le contour* C. L'induction électrique b est égale dans le vide à $K_0 h$, et si φ est son flux à travers la surface S, on a :

$$(6) \qquad \int_C H \cos\beta \, dl = \frac{d\varphi}{dt}.$$

Les deux relations (5) et (6) impliquent, comme conséquence immédiate, qu'une perturbation électromagnétique, produite par exemple par un excitateur de Hertz, se propage sphériquement dans le vide avec la vitesse $\frac{1}{\sqrt{K_0 \mu_0}}$. Cette quantité peut être déduite de la comparaison des deux systèmes d'unités électrostatique et électromagnétique C. G. S., et l'expérience la montre numériquement égale à la vitesse de la lumière.

Les autres caractères de la perturbation se montrent particulièrement simples quand on la prend à distance assez grande de sa source pour avoir le droit de l'assimiler à une onde plane se propageant normalement à son plan. Les mêmes équations montrent que la perturbation représentée par cette onde se compose d'un champ électrique h situé dans le plan de l'onde, transversal par conséquent par rapport à la direction de propagation, et d'un champ magnétique H également transversal et perpendiculaire dans le plan de l'onde à la direction du champ électrique. Les trois directions, rangées par ordre alphabétique : champ électrique, champ magnétique, propagation, forment ainsi un trièdre trirectangle dont le sens s'obtient en leur faisant correspondre les trois premiers doigts de la main droite, dans l'ordre indiqué. De plus, les grandeurs des deux champs sont telles qu'ils représentent des énergies égales par unité de volume dans toute onde plane se propageant librement, d'où la relation :

$$(7) \qquad K_0 h^2 = \mu_0 H^2 \qquad \text{ou} \qquad H = \sqrt{\frac{K_0}{\mu_0}}\, h.$$

Par tous leurs caractères, grandeur de la vitesse de propagation, transversalité des vecteurs représentant l'état du milieu, les ondes électromagnétiques ainsi prévues donnent une excellente représentation des ondes lumineuses : l'analogie est devenue plus frappante encore, après que Hertz eut réussi à produire de telles ondes par voie purement électrique et à en étudier les propriétés. Nous devons considérer aujourd'hui comme un fait établi la nature électromagnétique de la lumière, et admettre pour ses ondes la structure que je viens de rappeler. Première et prodigieuse vérification de la loi du courant de déplacement de Maxwell.

7. **Le courant de convection.** — Cette même loi conduit à prévoir la production d'un champ magnétique par mouvement d'un corps électrisé. En effet, celui-ci emportant avec lui le champ électrique produit par sa charge, l'intensité de ce champ varie en un point fixe du milieu, pendant que le corps électrisé s'approche, passe, puis s'éloigne. Il y a donc variation avec le temps du champ électrique dans le milieu, et par suite production d'un champ magnétique en vertu de la loi du courant de déplacement. En appliquant l'énoncé de cette loi donné par la formule (6) au cas d'une sphère et en supposant la vitesse assez faible pour que le champ électrique reste distribué autour d'elle pendant le mouvement comme au repos, on retrouve aisément la relation (1) telle que l'expérience permet de la vérifier.

On conçoit aussi que cette expression du champ magnétique produit par la convection cesse d'être exacte quand la vitesse v devient suffisamment grande : le corps électrisé emportant avec lui son champ magnétique comme son champ électrique, il y a variation, en un point fixe du milieu, de l'intensité du champ magnétique, et par suite production en vertu de la loi d'induction exprimée par (5), d'un champ électrique induit qui s'ajoute au champ électrostatique pour en modifier la distribution. Le calcul montre que cette modification devient appréciable seulement lorsque la vitesse v cesse d'être petite par rapport à la vitesse de la lumière.

$$(8) \qquad V = \frac{1}{\sqrt{K_0\mu_0}}.$$

A mesure que la vitesse v augmente, les lignes de force du champ électrique, qui restent radiales à des distances de la sphère suffisamment grandes par rapport à son rayon, cessent d'être distribuées

uniformément autour d'elle et tendent à s'accumuler, comme J.-J. Thomson l'a montré le premier, dans le voisinage du plan équatorial perpendiculaire à la direction de la vitesse : ces lignes de force attachées au corps électrisé mobile tendent, aux grandes vitesses, à se placer transversalement par rapport à la direction du mouvement et y arriveraient complètement si v pouvait atteindre la vitesse de la lumière, si l'énergie du champ électromagnétique correspondant à cette configuration limite ne devenait infinie. La vitesse de la lumière représente ainsi une limite supérieure de la vitesse que peut prendre un corps électrisé, limite pour laquelle l'énergie cinétique définie comme

$$w = W_e + W_m - W_0.$$

devient infinie. Cette énergie cinétique augmente donc plus vite que ne l'indique la formule (3) et cesse d'être proportionnelle au carré de la vitesse, quand celle-ci devient du même ordre que la vitesse de la lumière. Nous reviendrons plus loin sur la forme exacte de son expression.

8. **La force de Lorentz.** — De même qu'un corps électrisé en mouvement produit un champ magnétique et peut agir sur un aimant au voisinage duquel il passe (expérience de Rowland), il est également soumis de la part de celui-ci à une réaction déterminée par l'intensité du champ magnétique produit par l'aimant au point où se trouve le corps électrisé, par la charge et par la vitesse de celui-ci. Autrement dit, un corps électrisé de charge e se mouvant avec la vitesse v dans un champ magnétique extérieur H qui fait l'angle β avec la vitesse, est soumis à une force :

$$f = \mu_0 H e v \sin \beta, \tag{9}$$

dirigée perpendiculairement au plan qui contient H et v, dans le sens indiqué par le médius de la main gauche dont le pouce est placé dans la direction de H et l'index dans celle de v, la charge e étant supposée positive. C'est l'action de cette force qui produit la déviation des particules cathodiques, des rayons α et β des corps radioactifs, dans un champ magnétique extérieur. S'il existe, en même temps qu'un champ magnétique, un champ électrique extérieur h au point où se trouve le corps électrisé mobile, la force précédente se compose avec la force électrique he dirigée suivant le champ h.

Cette dernière existe seule, naturellement, si le champ magnétique est nul ou si le corps électrisé est immobile.

9. **Action et réaction.** — Les forces qui s'exercent ainsi sur les corps électrisés en mouvement et dont l'expérience vérifie l'existence, qualitativement et quantitativement, ne satisfont pas au principe d'égalité de l'action et de la réaction.

On peut vérifier qu'il en est bien ainsi déjà pour les actions mutuelles de deux corps électrisés en mouvement avec des vitesses assez faibles pour que la formule (1) reste applicable à tous deux. La force électrique mutuelle donnée par la loi de Coulomb satisfait à l'égalité de l'action et de la réaction, mais il n'en est pas de même pour les forces électromagnétiques de Lorentz qui résultent du mouvement de chacun des deux corps dans le champ magnétique produit par l'autre. Il en est de même *a fortiori* pour les grandes vitesses où ni la force électrique, ni la force électromagnétique, ni leur résultante, n'obéissent au principe.

Ce fait devient particulièrement net quand le rayonnement intervient : on s'en convaincra aisément en examinant le phénomène de pression de radiation dont l'existence peut être prévue par application des résultats qui précèdent. Imaginons en effet une source de rayonnement électromagnétique émettant autour d'elle symétriquement par rapport à un axe : excitateur de Hertz ou corps incandescent rayonnant de la lumière. Au moment de l'émission, par raison de symétrie, le rayonnement n'exerce aucune force sur la source. Supposons qu'à distance, dans une certaine direction, la perturbation émise, assimilable à une onde plane, vienne à rencontrer un obstacle, lame métallique ou antenne réceptrice. Le champ électrique présent dans l'onde agissant sur l'obstacle y produit un courant dans sa direction, et le champ magnétique présent dans cette même onde exerce sur ce courant une force dont il est facile de voir qu'elle est dirigée dans le sens de la propagation. On prévoit ainsi la pression de radiation dont l'existence est bien établie expérimentalement. Elle pousse l'obstacle dans la direction où la radiation se propage, et l'action ainsi exercée n'est compensée par aucune réaction exercée sur une portion de matière quelconque. Il y a donc, si l'on tient compte uniquement de la matière, apparition de quantité de mouvement sur l'obstacle au moment où le rayonnement l'atteint : il y a action sans réaction, il n'y a pas

conservation de la quantité de mouvement que possède la matière.

On peut voir encore les choses sous un autre aspect si l'on suppose que l'obstacle reçoit et absorbe tout le rayonnement émis par la source, celle-ci n'étant plus supposée symétrique et rayonnant seulement dans la direction de l'obstacle placé à distance. Celui-ci est poussé par la radiation qu'il reçoit, au moment où il la reçoit : contrairement à ce qui se passait dans le cas précédent, la réaction existe, mais elle a devancé l'action d'un temps égal à la durée de propagation entre la source et l'obstacle. La théorie montre en effet que la source a subi, au moment de l'émission, un recul équivalent, comme quantité de mouvement, à l'impulsion exercée sur l'obstacle, mais il n'y a pas à chaque instant égalité de l'action et de la réaction : une quantité de mouvement disparaît de la matière (source) au moment de l'émission et reparaît plus tard sur l'obstacle au moment de l'absorption.

10. **La quantité de mouvement électromagnétique.** — On pourrait évidemment accepter cette manière de décrire les faits, et abandonner, du moins en ce qui concerne l'électromagnétisme, la conservation de la quantité de mouvement. Mais on peut aussi, comme l'a bien montré Henri Poincaré, sauvegarder les principes, dont la simplicité rend l'emploi si commode, par une généralisation convenable des notions qu'ils impliquent. Il suffit en effet d'admettre que la radiation, la perturbation électromagnétique dans le vide, représente une quantité de mouvement qui se propage avec elle et disparaît quand elle est absorbée.

Dans notre premier cas l'impulsion subie par l'obstacle est compensée par la perturbation qu'il apporte dans le rayonnement et dans la quantité de mouvement, primitivement nulle par raison de symétrie, que ce rayonnement représente. Dans le second cas, au moment de l'émission, le recul de la source est compensé par la quantité de mouvement électromagnétique du rayonnement apparu. et celle-ci se transforme à son tour en impulsion subie par l'obstacle au moment de l'absorption.

Nous pouvons donc retrouver la conservation en considérant le rayonnement comme un véhicule de quantité de mouvement. Aussi bien procède-t-on exactement de même quand on le considère comme un véhicule d'énergie. Il est bien évident, en effet, que nous admettons les localisations d'énergie dans les champs électrique et

magnétique, en dehors de la matière, pour maintenir la validité du principe de conservation de l'énergie exactement comme nous cherchons à procéder ici pour la quantité de mouvement. La matière perd de l'énergie au moment où la source émet, elle en reçoit quand l'obstacle absorbe, et il n'y a conservation à chaque instant que si nous admettons le champ électromagnétique comme forme d'énergie à raison de $\frac{K_0 h^2}{8\pi} + \frac{\mu_0 H^2}{8\pi}$ par unité du volume qu'il occupe. Nous sommes conduits tout naturellement avec Poincaré à l'admettre aussi comme forme de quantité de mouvement.

L'énoncé concernant la localisation de la quantité de mouvement est d'ailleurs aussi simple que celui qui concerne la localisation de l'énergie. Dans une région de l'éther siège d'un champ électrique h et d'un champ magnétique H dont les directions font entre elles un angle α, on doit admettre par unité de volume la présence d'une quantité de mouvement :

$$(10) \qquad g = \frac{K_0 \mu_0 H h \sin \alpha}{4\pi} = \frac{S}{4\pi V^2},$$

où S représente la surface du parallélogramme construit sur h et H. Cette quantité de mouvement est dirigée normalement au plan de ce parallélogramme dans le sens indiqué par le médius de la main droite dont le pouce et l'index sont respectivement dirigés suivant h et H. La loi ainsi obtenue est tout à fait générale.

Avant de nous en servir pour calculer la masse maupertuisienne électromagnétique de notre sphère électrisée, il est particulièrement intéressant de l'appliquer au cas d'une onde plane. Etant donnée la description que nous avons faite plus haut d'une telle onde, on voit aisément, d'après l'énoncé précédent, qu'elle représente une quantité de mouvement *dirigée dans le sens de la propagation*, perpendiculaire au plan d'onde qui contient les deux champs électrique et magnétique ; d'autre part, ces champs étant perpendiculaires l'un à l'autre, l'angle α est droit, et si l'on tient compte de la relation (7) qui existe entre leurs grandeurs et de (8), il vient pour la densité g de la quantité de mouvement :

$$(11) \qquad g = \frac{K_0 h^2}{4\pi V}.$$

La densité d'énergie a pour valeur, en vertu de (7) :

(12) $$E = \frac{K_0 h^2}{8\pi} + \frac{\mu_0 H^2}{8\pi} = \frac{K_0 h^2}{4\pi}.$$

D'où la relation très simple relative au cas d'une onde plane :

(13) $$g = \frac{E}{V}.$$

La pression de radiation se calcule immédiatement à partir de ce résultat : elle est due à la transmission à l'obstacle de la quantité de mouvement que représente le rayonnement absorbé. Si l'absorption est complète et l'incidence normale, on a, pour la pression de radiation ou quantité de mouvement transmise par unité de surface et par unité de temps, ce que contient le rayonnement sur une longueur égale à sa vitesse de propagation V, c'est-à-dire gV ou E, d'après la relation (13); d'où ce résultat que *la pression de radiation sous l'incidence normale est égale à l'énergie du rayonnement par unité de volume.*

Les cas d'incidence oblique ou d'absorption incomplète, avec ou sans réflexion, se traiteraient sans plus de difficultés.

11. **La masse électromagnétique.** — Puisque nous connaissons la distribution des champs électrique et magnétique autour d'un corps électrisé en mouvement avec la vitesse v, il est facile, par application de la formule (10), de trouver la quantité de mouvement électromagnétique totale localisée dans ce sillage : elle a dû, en vertu du principe de conservation, être fournie par les forces qui ont mis le corps en mouvement et sera restituée au moment de l'arrêt. L'état d'électrisation du corps lui communique ainsi une capacité supplémentaire pour la quantité de mouvement, une masse maupertuisienne d'origine électromagnétique.

Dans le cas d'une sphère dont la vitesse est faible, le champ électrique, nul à l'intérieur si la charge est superficielle, a pour valeur à distance r : $\frac{e}{K_0 r^2}$ pour $r > a$. Comme ce champ est radial et que le champ magnétique donné par (1) est normal au plan méridien passant par la trajectoire du centre et par le point où on considère les champs, la densité g de quantité de mouvement en ce point est située dans le plan méridien et normale au rayon, dans un sens tel que sa projection sur la vitesse est en tout point du champ dans la

direction de celle-ci. Cette densité a pour valeur :

$$g = \frac{\mu_0 e^2 v \sin \alpha}{r^4}.$$

On voit facilement que la quantité de mouvement totale localisée dans le sillage est dirigée suivant la vitesse par raison de symétrie ; on l'obtient en intégrant dans tout le volume extérieur à la sphère le produit de chaque élément de volume par la projection $g \sin \alpha$ de la densité correspondante sur la direction de la vitesse, et on obtient au total :

$$G = \frac{2\mu_0 e^2}{3a} v.$$

On trouve bien ainsi, aux faibles vitesses, une masse maupertuisienne $\frac{G}{v}$ qui se confond avec la masse cinétique déjà obtenue :

$$m_0 = \frac{2\mu_0 e^2}{3a}.$$

12. **Cas des grandes vitesses.** — Les diverses définitions de la masse ne coïncident plus, pour la partie électromagnétique de l'inertie, lorsque la vitesse cesse d'être petite par rapport à V, et toutes conduisent à des valeurs qui, partant de m_0 pour les faibles vitesses, augmentent avec v et deviennent infinies pour la limite V.

De même que l'énergie cinétique $w = W_e + W_m - W_0$ cesse d'être proportionnelle au carré de la vitesse, la quantité de mouvement totale G cesse d'être proportionnelle à la vitesse et croît plus vite que celle-ci. Nous continuerons à définir une masse maupertuisienne fonction de la vitesse par la relation :

$$m = \frac{G}{v}. \tag{14}$$

Nous verrons dans un instant quelle relation existe entre la masse cinétique m_e et la masse maupertuisienne ou masse proprement dite m.

D'autre part, la définition de la masse comme coefficient d'inertie, par l'équation $f = m\gamma$, ne conduit, tout d'abord, à une masse électromagnétique, fonction seulement de la vitesse, que si l'ensemble des deux champs entourant le corps électrisé est déterminé à chaque instant et à toute distance par la valeur *actuelle* de la vitesse.

Ceci n'a lieu que si les variations de vitesse sont assez lentes, l'accélération assez petite. On dit alors que le mouvement est quasi-stationnaire. Comme la condition pour qu'il en soit ainsi est que le corps électrisé n'émette pas de rayonnement appréciable en vertu de son accélération [1], ce rayonnement n'emporte à l'infini ni énergie ni quantité de mouvement, et l'on peut appliquer les principes de conservation, en tenant compte uniquement du sillage électromagnétique déterminé par la vitesse; on peut définir des coefficients d'inertie, fonctions seulement de la vitesse, en divisant la force par l'accélération qu'elle produit.

Il est facile de montrer que le résultat obtenu diffère selon que la force agit dans la direction de la vitesse et produit un changement de grandeur de celle-ci (force tangentielle f_l, masse longitudinale m_l) ou dans une direction normale à la vitesse pour produire un changement de direction de celle-ci (force normale f_t, masse transversale m_t). Dans le premier cas, la quantité de mouvement change de grandeur et non de direction, et on a, par définition de l'impulsion :

$$dG = f_l dt,$$

d'autre part, la définition de la masse longitudinale comme coefficient d'inertie donne dans ce cas :

$$f_l = m_l \frac{dv}{dt},$$

d'où :

$$m_l = \frac{dG}{dv}. \tag{15}$$

Dans le second cas, la quantité de mouvement change seulement de direction sans changer de grandeur ; si $d\alpha$ représente l'angle dont tourne la direction de la vitesse et, par suite, de la quantité de mouvement, pendant le temps dt, on a par définition de l'impulsion :

$$f_t dt = G d\alpha,$$

et par définition de la masse transversale m_t :

$$f_t = m_t \gamma = m_t v \frac{d\alpha}{dt}.$$

(1) Voir P. Langevin, *Journ. de Phys.*, 4e série, t. V; 1905.

d'où

$$m_t = \frac{G}{v}.$$

La masse transversale se confond ainsi avec la masse maupertuisienne.

Enfin, on obtient, en appliquant la conservation de l'énergie :

$$dw = f_t dl = m_t v dv = v dG,$$

d'où pour l'énergie cinétique :

$$w = \int_0^v v dG,$$

et pour la masse cinétique :

$$(16) \qquad m_c = \frac{2w}{v^2} = \frac{2}{v^2} \int_0^v v dG.$$

Dans le cas où G cesse d'être proportionnel à v tout en restant fonction de la vitesse, les équations (14), (15) et (16) déterminent les relations entre les diverses définitions de la masse. Mais il est beaucoup plus simple de ne conserver qu'une de ces définitons, puisqu'elles cessent de coïncider.

Pour diverses raisons dont la plus importante est celle de simplicité, nous entendrons d'ordinaire par *masse*, la masse maupertuisienne ou transversale $m = \frac{G}{v}$. C'est d'ailleurs elle qui intervient dans les mesures relatives aux particules électrisées en mouvement (rayons cathodiques et rayons β), lorsqu'on observe les déviations produites par des forces électrique ou électromagnétique perpendiculaires à la direction des rayons.

Nous donnerons le nom de *masse initiale* à la valeur m_0, commune, pour les faibles vitesses, aux diverses définitions de la masse.

La *masse électromagnétique* s'obtiendra comme fonction de la vitesse en divisant par la vitesse la quantité de mouvement localisée dans le sillage électromagnétique du corps électrisé.

La fonction de la vitesse obtenue pour cette quantité de mouvement dépend d'ailleurs de la manière dont on suppose que le corps électrisé se comporte quand sa vitesse varie, suivant qu'on lui suppose une forme fixe ou non :

L'hypothèse la plus simple a semblé être à M. Max Abraham celle de l'indéformabilité : si notre sphère, par exemple, conserve sa forme à toutes les vitesses, on obtient, en désignant par β le rapport $\frac{v}{V}$:

$$m = \frac{G}{v} = \frac{3m_0}{4\beta^2}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right).$$

Mais, d'autre part, on sait que M. Lorentz, pour rendre compte de l'absence d'action du mouvement de la terre sur les phénomènes électromagnétiques et optiques, a été conduit à admettre que tous les corps ont des formes différentes en mouvement de translation uniforme et au repos, un corps en mouvement par rapport à des observateurs leur paraissant contracté dans la direction de sa vitesse dans le rapport $\sqrt{1-\beta^2}$, de sorte que la sphère en mouvement apparaît comme un ellipsoïde aplati. On obtient, en tenant compte de ce changement de forme dans le calcul de la quantité de mouvement électromagnétique :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{17}$$

Cette formule est beaucoup plus simple que celle de M. Max Abraham, et *les expériences faites sur les rayons β des corps radioactifs montrent que la variation de masse des électrons négatifs avec la vitesse est bien représentée, au degré de précision des mesures, par la formule de M. Lorentz.* Il semble bien certain d'ailleurs, au point de vue du principe de relativité, que toute masse, quelle que soit son origine, doit varier avec la vitesse en suivant cette même loi.

Il est facile, en partant de (17), d'obtenir des lois de variation qui correspondent aux autres définitions de la masse: on obtient immédiatement :

$$G = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad m_l = \frac{dG}{dv} = \frac{m_0}{(1-\beta^2)^{\frac{3}{2}}}$$

puis :

$$w = \int_0^v v\,dG = m_0 V^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) \tag{17'}$$

d'où

$$m_c = \frac{2m_0}{\beta^2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right).$$

13. La pression de Poincaré. — Nous venons de voir que l'expérience confirme l'hypothèse de la contraction de Lorentz pour les particules cathodiques ou électrons libres : leur masse varie avec la vitesse suivant la loi que prévoit cette hypothèse pour l'inertie électromagnétique. L'idée qu'une telle contraction se produise du fait seul qu'un corps est en mouvement a paru tout d'abord singulière. Puis M. Einstein a montré qu'elle correspond seulement à l'un des aspects que présentent les notions nouvelles de l'espace et du temps imposées par le principe de relativité.

A un tout autre point de vue, une remarque importante de Henri Poincaré est venue éclairer le mécanisme même de cette contraction. Nous savons qu'il existe des électrons négatifs libres ou corpuscules cathodiques, tous identiques et portant une charge individuelle égale environ à 4×10^{-10} unités électrostatiques C. G. S.; nous connaissons aussi leur masse initiale égale à 10^{-27} gramme, très probablement d'origine uniquement électromagnétique, mais nous ignorons tout de leur structure ainsi que de la nature des actions qui en maintiennent l'unité. Il est cependant certain qu'en dehors des actions électromagnétiques, d'autres sont nécessaires à l'intérieur de l'électron pour empêcher la dispersion de sa charge par répulsion mutuelle des éléments qui la composent, en admettant naturellement, et c'est la première chose à tenter, que nous puissions étendre à l'intérieur de l'électron les lois d'électrostatique établies par des expériences faites à notre échelle.

La pression de Poincaré fournit au moins une image simple pour de semblables actions. Imaginons la charge e de l'électron au repos distribuée sur la surface d'une sphère de rayon a.

Les actions électromagnétiques mutuelles entre les divers éléments de cette charge se réduisent, en l'absence de mouvement, à la répulsion électrostatique bien connue qui tend à pousser vers le dehors la couche électrisée avec une force égale par unité de surface à $\frac{2\pi\sigma^2}{K_0}$ où σ représente la densité superficielle $\frac{e}{4\pi a^2}$. Cette répulsion pourra être équilibrée si l'électron est soumis à une pression venant de l'éther extérieur et ayant pour valeur :

$$p = \frac{2\pi\sigma^2}{K_0} = \frac{e^2}{8\pi K_0 a^4}. \tag{18}$$

Si l'on imagine qu'une telle pression règne dans tout l'espace

occupé par l'éther extérieur aux électrons, chacun de ceux-ci sera en équilibre, au repos, s'il prend la forme sphérique avec un rayon a déterminé par la relation précédente en fonction de sa charge et de la pression universelle p. Je n'insiste pas sur les difficultés que pourrait soulever la question de stabilité de cet équilibre.

Le fait remarquable signalé par Henri Poincaré est que, si l'on suppose l'électron en mouvement et les divers éléments de sa couche superficielle électrisée soumis à *cette même pression* extérieure uniforme ainsi qu'aux forces électrostatique et électromagnétique de Lorentz sous l'action des aûtres éléments, *la forme d'équilibre change et devient précisément l'ellipsoïde aplati de Lorentz.* On conçoit d'ailleurs aisément qu'il puisse en être ainsi : nous avons vu en effet que le champ électrique n'est pas distribué en mouvement comme au repos, et qu'il s'affaiblit aux pôles pour augmenter à l'équateur. La pression électrostatique diminue donc aux pôles et la pression de Poincaré venant de l'extérieur l'emporte : l'électron s'aplatit aux pôles jusqu'à ce qu'on retrouve un nouvel équilibre ; il ne se dilate pas à l'équateur, parce que la force électromagnétique de Lorentz y agit en sens opposé à la pression électrostatique accrue, et fait que l'équilibre existe pour le même rayon équatorial a qu'au repos avec un demi-axe polaire égal à :

$$a\sqrt{1-\beta^2}.$$

Nous obtenons ainsi pour l'électron une image provisoire, mais simple, qui implique la contraction de Lorentz et s'accorde avec la variation expérimentale de l'inertie de l'électron en fonction de sa vitesse. Nous sommes donc justifiés à envisager la pression p comme un des facteurs essentiels dans l'équilibre de l'électron.

Nous pouvons encore envisager les choses de la manière suivante : la configuration d'équilibre de l'électron au repos est celle qui rend minimum l'énergie potentielle totale des actions qui s'y superposent, répulsions électrostatiques et pression de Poincaré. Quand la forme est sphérique et de rayon a, l'énergie potentielle des premières est $\frac{e^2}{2K_0 a}$, celle de la pression extérieure est égale au produit de cette pression par le volume de l'électron $\frac{4}{3}\pi a^3$ d'où pour l'énergie potentielle totale au repos :

$$E_0 = \frac{e^2}{2K_0 a} + \frac{4}{3}\pi a^3 p.$$

La valeur de a qui rend cette expression minimum est donnée précisément par la relation (18). Si maintenant nous remplaçons dans E_0 la pression p en fonction du rayon d'équilibre, nous obtenons, pour l'énergie potentielle totale de l'électron en équilibre au repos :

$$E_0 = \frac{e^2}{2K_0 a} + \frac{e^2}{6K_0 a} = \frac{2e^2}{3K_0 a}. \tag{19}$$

14. **Masse et énergie.** — La comparaison de cette expression avec celle de la masse électromagnétique initiale m_0 donnée par (4) nous conduit immédiatement à la relation remarquable :

$$m_0 = K_0 \mu_0 E_0 = \frac{E_0}{V^2}. \tag{20}$$

La masse initiale électromagnétique d'un électron est égale au quotient de son énergie potentielle totale par le carré de la vitesse de la lumière.

Nous retrouverions cette même relation si, au lieu d'un électron sphérique, nous considérions un système en équilibre sous l'action superposée des forces électromagnétiques et d'actions telles que la configuration d'équilibre se modifie suivant la contraction de Lorentz quand le système est mis en mouvement.

Par une des plus belles et des plus importantes applications du principe de relativité, M. Einstein a pu généraliser la relation précédente et l'étendre à d'autres cas que ceux d'équilibre électrostatique envisagés jusqu'ici. J'ai développé moi-même, indépendamment de lui, dès 1906, les considérations qui suivent, et les ai exposées dans mon enseignement au Collège de France, sous une forme moins élémentaire et plus générale qu'ici.

Nous allons montrer que la présence de rayonnement électromagnétique à l'intérieur d'une cavité vide de matière correspond pour l'enveloppe à une inertie supplémentaire déterminée par l'énergie du rayonnement, et d'autre part que l'émission ou l'absorption de rayonnement par un système matériel se traduit par une variation de son inertie, de sa capacité de quantité de mouvement, proportionnelle à l'énergie du rayonnement.

15. **Le principe de relativité.** — Toutes les expériences tentées pour mettre en évidence le mouvement d'observateurs terrestres

par rapport au milieu qui transmet les actions électromagnétiques n'ont donné que des résultats négatifs, malgré l'extrême précision qu'il a été possible d'atteindre ; et cependant nous savons que, pour deux positions de la terre diamétralement opposées sur l'orbite, en janvier et juillet par exemple, la vitesse a changé d'environ 60 kilomètres par seconde. Ce résultat négatif permet donc d'affirmer que les phénomènes électromagnétiques, rapportés à des axes liés à la Terre, se présentent sous le même aspect en toute saison, que les lois fondamentales rappelées plus haut sont exactes à la fois par rapport à deux systèmes d'axes qui se meuvent l'un par rapport à l'autre à raison de 60 kilomètres à la seconde. Autrement dit, tout se passe de la même façon pour divers groupes d'observateurs en mouvement de translation uniforme les uns par rapport aux autres. tout se passe *pour chacun d'eux* comme s'il était immobile par rapport à l'éther.

En particulier, il est exact à la fois pour eux tous, comme conséquence des lois fondamentales, qu'une perturbation électromagnétique ou lumineuse se propage dans toutes les directions avec une même vitesse

$$V = \frac{1}{\sqrt{K_0 \mu_0}}.$$

De ce seul fait découlent des conséquences, à première vue bien singulières, quant aux conceptions de l'espace et du temps, conséquences incompatibles avec l'espace et le temps qu'exige et qu'implique la mécanique rationnelle. Tout d'abord, la contraction de Lorentz sous la forme suivante : un même objet mesuré par deux groupes d'observateurs qui se meuvent uniformément l'un par rapport à l'autre avec une vitesse $v = \beta V$ est, dans la direction du mouvement, plus court dans le rapport $\sqrt{1 - \beta^2}$ pour les observateurs qui le voient passer qu'à ceux qui lui sont liés. Des conséquences analogues existent pour l'intervalle de temps entre deux événements : simultanés par exemple pour certains observateurs, les mêmes événements cessent de l'être pour d'autres observateurs en mouvement par rapport aux premiers.

Quelque singulières que soient ces conséquences, dont nous n'aurons pas d'ailleurs à nous servir ici, elles sont imposées par les faits. elles sont impliquées dans la structure même des équations fondamentales de l'électromagnétisme : ces équations ne peuvent avoir la

même forme à la fois pour divers groupes d'observateurs en mouvement les uns par rapport aux autres que si les mesures d'espace et de temps faites par eux ont entre elles les relations que je viens de rappeler. Autrement dit, ces équations possèdent un groupe de transformation, découvert par Lorentz, dont la partie relative à l'espace et au temps est profondément différente de celle qui correspond au groupe de transformation des équations de la mécanique ordinaire : il y a incompatibilité entre les deux groupes, et tout nous fait penser que celui de l'électromagnétisme est le seul exact, c'est-à-dire que l'expérience peut nous donner seulement l'espace et le temps du groupe de Lorentz.

Nous utiliserons le principe de relativité sous une forme très simple, et nous aurons besoin de conserver, dans les équations de transformation qui relient les mesures d'une même grandeur faites par deux groupes d'observateurs en mouvement uniforme l'un par rapport à l'autre, seulement les termes qui sont du premier ordre en fonction de leur vitesse relative.

Imaginons une onde électromagnétique plane étudiée simultanément par deux observateurs O_0 et O_1 dont la vitesse relative $v = \beta V$ sera supposée normale au plan de l'onde, et supposons à cette vitesse un sens tel que O_0 voie O_1 se mouvoir en sens inverse de la propagation, courir au-devant de l'onde; réciproquement O_1 verra O_0 se mouvoir avec la même vitesse v dans le sens de la propagation, fuir devant l'onde, qui l'atteindra d'ailleurs à un moment donné, puisque v est toujours supposé inférieur à V, β toujours inférieur à 1. En vertu du principe de relativité, tous les résultats que nous avons obtenus sont exacts à la fois pour O_0 et pour O_1 ; en particulier pour tous deux l'onde se propage avec une même vitesse V, mais cette même onde n'aura pas la même intensité pour tous deux : elle sera plus intense, elle contiendra des champs électrique et magnétique plus grands pour O_1 que pour O_0, pour celui qui vient au-devant de l'onde que pour celui qui fuit devant elle.

Nous pourrions déduire ce résultat du groupe de transformation de Lorentz qui donne la correspondance entre les mesures d'une même grandeur, le champ électrique de l'onde par exemple, faites simultanément par les deux observateurs. Mais nous pouvons, en nous contentant des termes du premier ordre qui suffiront pour notre objet, trouver cette relation de la manière suivante :

Par définition, le champ électrique de l'onde est mesuré, pour l'ob-

servateur O_1, par la force qui s'exerce dans l'onde sur une charge électrique unité *immobile par rapport à lui.*

Soit h_1 cette force. Pour l'observateur O_0, la charge électrique considérée est en mouvement dans le sens opposé à la propagation, normalement à l'onde avec la vitesse v. Elle est donc soumise, pour lui, non seulement à la force électrique, mais encore à la force électromagnétique de Lorentz résultant de son mouvement en présence du champ magnétique de l'onde. Comme ce champ magnétique est perpendiculaire au champ électrique, l'application de la loi que traduit la formule (9) montre que cette force électromagnétique a même direction et même sens que la force électrique. Si h_0 et H_0 sont les deux champs présents dans l'onde pour l'observateur O_0, la force qui s'exerce sur la charge unité considérée a pour valeur :

$$h_0 + \mu_0 H_0 v.$$

Mais, puisqu'il s'agit d'une onde plane, on a entre les deux champs la relation (7), d'où résulte, en tenant compte de (8), la valeur $h_0 (1 + \beta)$ mesurée par l'observateur O_0. Comme il résulte d'ailleurs du principe de relativité que les mesures d'une *même* force, faites par deux observateurs en mouvement l'un par rapport à l'autre, ne diffèrent qu'au second ordre en fonction de leur vitesse relative, on peut écrire à ce même degré d'approximation :

$$h_1 = h_0 (1 + \beta). \tag{21}$$

Pour une onde se propageant dans le sens opposé par rapport aux mêmes observateurs, on aurait au contraire :

$$h_1 = h_0 (1 - \beta). \tag{22}$$

L'onde reste ainsi toujours moins intense pour celui des deux observateurs qui semble à l'autre fuir devant elle.

Les densités d'énergie et de quantité de mouvement dans l'onde, données par les relations (11) et (12), exactes à la fois pour les deux observateurs, ne seront pas les mêmes pour eux deux et seront entre elles dans le rapport $(1 + \beta)^2$ ou $(1 - \beta)^2$, suivant le sens dans lequel se propagera l'onde.

16. L'inertie du rayonnement. — Considérons maintenant un récipient de forme particulièrement simple constitué par deux lames planes parallèles, parfaitement réfléchissantes sur leurs faces en

regard, et situées à distance d l'une de l'autre. Supposons enfermé entre elles un rayonnement électromagnétique de composition spectrale quelconque se propageant par ondes planes parallèles aux lames. Ces ondes vont se réfléchir alternativement sur les deux lames et constitueront un rayonnement emprisonné à l'intérieur du récipient. Soit W_0 l'énergie électromagnétique qu'il représente, par unité de surface des lames, pour l'observateur O_0 que nous supposerons immobile par rapport au récipient. Chaque réflexion sur les lames immobiles changeant simplement le sens de propagation d'une onde sans en changer l'énergie, il est évident qu'en moyenne, pour l'observateur O_0, la moitié de cette énergie existe dans le récipient sous forme d'ondes se propageant dans un sens et l'autre moitié sous forme d'ondes se propageant en sens opposé.

En vertu de la relation (13), la première moitié représente une quantité de mouvement :

$$G_0 = \frac{W_0}{2V},$$

dirigée dans le sens où elle se propage, et la seconde moitié une quantité de mouvement égale et de sens opposé. Pour l'observateur O_0 le rayonnement représente donc en moyenne une quantité de mouvement nulle.

La réflexion sur les lames s'accompagne d'ailleurs d'une pression de radiation qui résulte du changement de sens de la quantité de mouvement électromagnétique des ondes au moment où elles se réfléchissent. Cette pression est égale en moyenne à la densité d'énergie du rayonnement $\frac{W_0}{d}$. Pour maintenir les lames en équilibre, il est donc nécessaire d'exercer sur elles du dehors une pression égale à celle que la radiation exerce au dedans. Cette pression extérieure, nécessaire pour l'équilibre, représente par unité de surface des lames une énergie potentielle égale à pd, c'est-à-dire à W_0, de sorte que l'énergie totale E_0 disponible dans le système au repos a pour valeur $2W_0$. C'est bien là, en particulier, l'énergie du rayonnement qui sortirait du récipient si les lames un peu transparentes laissaient lentement échapper au dehors le rayonnement compris entre elles et si une pression extérieure constante agissant sur elles les rapprochait à mesure que le rayonnement s'en va. On voit facilement que, dans ces conditions, le travail pd fourni par la pression

extérieure se transforme en énergie de rayonnement pendant les réflexions qui se font maintenant sur des lames lentement mobiles et qu'au moment où celles-ci se rejoignent, l'énergie rayonnée au dehors est $2W_0$, double de l'énergie électromagnétique primitive.

La pression extérieure joue ici un rôle analogue à celui de la pression de Poincaré dans le cas de l'électron; elle doit intervenir de la même manière dans le calcul de l'énergie totale disponible dans le système, supposé maintenu à pression extérieure constante.

Aussi bien c'est seulement si cette condition de pression extérieure constante est remplie pendant la mise en mouvement qu'on pourra considérer le système comme étant resté le *même* en mouvement qu'il était au repos, et qu'il aura conservé le *même* aspect pour des observateurs mis en mouvement en même temps que lui, liés à lui (1).

Nous allons voir maintenant que l'observateur O_1 qui voit passer le récipient avec la vitesse v, lui attribuera une quantité de mouvement d'origine électromagnétique localisée dans le rayonnement compris entre les lames. Pour cet observateur, en effet, les ondes se propageant dans le sens du mouvement qu'a le récipient par rapport à lui, représentent pour lui une quantité de mouvement dans ce sens plus grande que G_0 dans le rapport $(1+\beta)^2$:

$$G_1 = G_0 (1+\beta)^2,$$

et les ondes qui se propagent en sens inverse représentent pour lui:

$$G_1' = G_0 (1-\beta)^2.$$

D'où, au total, pour le rayonnement, une quantité de mouvement, *dirigée dans le sens où se meut le récipient*, et ayant pour valeur :

$$G = G_1 - G_1' = 4G_0\beta = \frac{2W_0}{V^2} v = \frac{E_0}{V^2} v.$$

La présence du rayonnement d'énergie E_0 correspond donc à une capacité de quantité de mouvement, à une masse électromagnétique égale encore au quotient $\frac{E_0}{V^2}$.

(1) Ceci résulte du fait que la pression est un invariant de la transformation de Lorentz.

17. Variation de masse par absorption ou émission du rayonnement. — Nous examinerons maintenant un dernier cas : celui d'un corps qui émet à l'extérieur un rayonnement représentant une diminution ΔE_0 de l'énergie interne du corps mesurée par des observateurs qui lui sont liés ; nous allons voir qu'il en résulte pour sa masse initiale m_0 une diminution égale à $\frac{\Delta E_0}{V^2}$. Inversement l'accroissement d'énergie interne par absorption de rayonnement s'accompagne d'un accroissement analogue de la masse initiale.

Considérons comme source une lame plane qui rayonne par ses deux faces des ondes planes se propageant de part et d'autre normalement à son plan, et supposons ce rayonnement symétrique pour un observateur O_0 lié à la source. Celle-ci envoie de part et d'autre des quantités de mouvement électromagnétique égales et opposées et par application de la conservation, elle reste immobile pour O_0 pendant toute la durée de l'émission, une seconde, par exemple. Si ΔE_0 est l'énergie totale rayonnée pendant ce temps par unité de surface de la source, les trains d'onde qui se propagent à droite et à gauche représentent chacun pour O_0 l'énergie $\frac{\Delta E_0}{2}$.

Quel aspect prendra le phénomène pour l'observateur O_1 ? Il voit la source se mouvoir vers sa droite, par exemple, avec la vitesse v. Les ondes émises à droite, qui ont pour O_0 la densité d'énergie $\frac{\Delta E_0}{2V}$, puisqu'elles occupent pour lui la longueur V, auront pour O_1 la densité $\frac{\Delta E_0}{2V}(1+\beta)^2$; elles n'occuperont d'ailleurs pour lui qu'une longueur $V - v$, puisque la tête des ondes émises vers la droite au début de l'unité de temps se trouve à la fin à une distance de son point de départ égale à la vitesse V de propagation et que la queue de ce même train d'ondes se trouve sur la lame qui a parcouru dans le même sens la distance v. Le train d'ondes de droite représente donc pour O_1 une énergie :

$$\frac{\Delta E_0}{2V}(1+\beta)^2 (V-v) = \frac{\Delta E_0}{2}(1+\beta)$$

en négligeant les termes en β^2.

Ce train représente donc pour O_1 une quantité de mouvement

émise vers la droite par la source :

$$\Delta G_1 = \frac{\Delta E_0}{2V}(1 + \beta).$$

On verrait de même que le train d'ondes de gauche, de longueur $V + v$ pour O_1, représente pour lui une quantité de mouvement émise vers la gauche :

$$\Delta G_1' = \frac{\Delta E_0}{2V}(1 - \beta).$$

Au total la source, pour O_1, a émis vers la droite, c'est-à-dire dans le sens de son mouvement, une quantité de mouvement :

$$\Delta G = \Delta G_1 - \Delta G_1' = \frac{\Delta E_0}{V}\beta = \frac{\Delta E_0}{V^2}v.$$

En vertu du principe de conservation, la source a dû perdre cette même quantité de mouvement : or sa vitesse par rapport à O_1 n'a pas changé, puisqu'elle est restée immobile par rapport à O_0. Donc le quotient de sa quantité de mouvement par sa vitesse, sa masse par conséquent, a diminué de :

$$\Delta m_0 = \frac{\Delta G}{v} = \frac{\Delta E_0}{V^2}. \tag{23}$$

Nous arrivons ainsi à ce résultat d'importance capitale :

Toute variation d'énergie interne d'un système matériel par émission ou absorption de rayonnement est accompagnée d'une variation proportionnelle de son inertie.

18. Variation de la masse avec la température. — Examinons d'abord quelques conséquences de ce dernier énoncé, quelques circonstances dans lesquelles un changement d'état d'un système matériel isolé s'accompagne de variation dans l'énergie interne par émission ou absorption de rayonnement.

Une même portion de matière, prise à deux températures différentes, peut passer de l'une à l'autre par émission ou absorption de chaleur rayonnante. Nous pouvons évaluer la variation de masse qui en résulte en divisant par V^2 la quantité de chaleur échangée avec l'extérieur. Prenant comme exemple l'eau, dont la capacité calorifique est particulièrement grande, nous voyons qu'une masse

d'eau ayant à 0° une inertie égale à 1 gramme, aura à 100° une inertie plus grande, et la différence s'obtiendra en divisant la chaleur absorbée, 100 calories gramme-degré équivalentes à $4,18 \times 10^9$ ergs, par V^2 ou 9×10^{20}, cela donne 5×10^{-12} environ, c'est-à-dire une variation tout à fait insensible.

Cet exemple montre bien, malgré la petitesse de l'effet prévu, comment la notion de masse cesse de se confondre, au point de vue théorique, avec celle de quantité de matière. Deux masses égales d'eau, d'égale inertie, prises l'une à 100° et l'autre à 0°, ne contiennent pas la même quantité de matière, puisqu'elles cessent d'être égales quand on les ramène toutes deux à la même température. Deux masses d'eau contenant le même nombre de molécules n'ont la même inertie que si elles sont prises à la même température, que si leurs énergies internes sont égales.

Nous allons examiner maintenant des changements d'état plus profonds qui correspondent à des variations plus importantes d'énergie interne et par conséquent d'inertie.

19. Cas des réactions chimiques. — Imaginons qu'une réaction chimique soit produite à l'intérieur d'un récipient fermé, d'un tube de verre scellé, par exemple. La chaleur dégagée par la réaction se dissipera par rayonnement à travers l'enveloppe, et il en devra résulter, d'après ce qui précède, une diminution d'inertie facile à calculer par la formule (23) et proportionnelle à l'énergie rayonnée. L'ordre de grandeur des chaleurs de réaction est tel que les variations de masse ainsi prévues sont encore extrêmement petites et inaccessibles aux mesures.

Prenons en effet une des réactions les plus exothermiques par unité de masse réagissante : celle de formation de l'eau liquide à partir de ses éléments pris à l'état gazeux. La formation de 18 grammes d'eau dégage 69.000 calories-gramme-degré, équivalentes à environ 3×10^{12} ergs. Comme V^2 est égal dans le même système d'unités à 9×10^{20}, la théorie prévoit une diminution de masse égale à $\frac{1}{3} \times 10^{-8}$ gramme, soit une différence relative de un cinq milliardième entre la masse du gaz tonnant et celle de l'eau qu'il peut former, prise à la même température. Nous ne pouvons non plus espérer mettre en évidence une variation d'inertie de cet ordre.

20. **Cas des transformations radio-actives.** — Les corps radio-actifs sont le siège de phénomènes spontanés qui mettent en jeu des énergies énormes par rapport à celles que dégagent les réactions chimiques ordinaires. On sait par exemple qu'un gramme de radium métallique dégage 130 calories par heure, en même temps qu'il se transforme en radium D à travers les formes successives émanation et radium A, B et C, et qu'il émet de l'hélium sous forme de particules α. La quantité de radium qui se transforme en une heure dans 1 gramme de ce métal est d'ailleurs extraordinairement petite, étant donnée la lenteur de la destruction spontanée du radium : la vie moyenne d'un atome de radium est en effet d'environ 2.600 ans, de sorte qu'en une heure il se déduit dans 1 gramme une masse représentée par $\frac{1}{2.600 \times 365 \times 24}$, et la transformation complète d'un gramme de radium en hélium et radium D donnerait en ergs une énergie :

$$130 \times 2600 \times 365 \times 24 \times 4,18 \times 10^7 = 1,1 \times 10^{17}.$$

Et ceci ne représente qu'une étape des transformations qui partent de l'uranium pour aboutir au plomb. Nous devons donc conclure que les produits ultimes (hélium et plomb) de l'évolution d'une quantité donnée d'uranium ont une inertie globale inférieure de plus d'un dix-millième à celle de l'uranium primitif, puisqu'on a pour la seule étape radium-radium D une diminution de masse égale par gramme à :

$$\Delta m_0 = \frac{1,1 \times 10^7}{9 \times 10^{20}} = 1,2 \times 10^{-4}.$$

Comment mettre en évidence une telle variation d'inertie ? Supposons que la perte d'énergie par rayonnement, d'où résulte la variation de masse, ne s'accompagne d'aucune variation de poids, que l'énergie interne, dont nous savons qu'elle contribue à l'inertie n'apporte aucune contribution au poids. Il en résulterait qu'une certaine quantité d'uranium, et les produits, hélium et plomb, de sa transformation, auraient des poids égaux, mais des inerties différentes : ils ne prendraient par conséquent pas la même accélération sous l'action de la pesanteur. Il devrait exister en un même lieu pour différentes substances, uranium, hélium, plomb, etc., des différences

au moins égales au dix-millième dans les valeurs correspondantes de l'accélération de la pesanteur g, différences tout à fait accessibles aux mesures.

Or l'expérience montre que de telles différences n'existent pas, que la loi de la constance de g pour tous les corps en un même lieu se vérifie d'une manière extrêmement précise : il y a, en un lieu donné, proportionnalité exacte du poids à l'inertie.

La meilleure vérification de cette loi a été faite par M. Eotvös au moyen de la balance de torsion : son procédé revient en somme à vérifier que la direction de la verticale est exactement la même pour tous les corps. Cette direction est celle de la résultante du poids réel et de la force centrifuge due à la rotation de la Terre : cette dernière force étant proportionnelle à l'inertie, la résultante, c'est-à-dire la verticale observée, n'aurait pas exactement la même direction pour tous les corps, s'il n'y avait pour tous un rapport constant entre le poids et l'inertie. M. Eotvös affirme que cette constance est exacte au vingt-millionième au moins. Nous sommes loin d'écarts supérieurs au dix-millième.

Il nous faut conclure de là que, si l'énergie est inerte, elle est en même temps pesante en proportion, qu'une variation d'énergie interne s'accompagne en même temps d'une variation de masse et d'une variation de poids, que le même corps, par exemple, pèse un peu plus lourd à chaud qu'à froid, que l'eau pèse un peu moins que le mélange tonnant dont elle est issue, que l'uranium pèse notablement plus que les produits matériels de sa destruction spontanée.

Cette pesanteur de l'énergie interne, qui nous empêche de mettre en évidence les variations de l'inertie par les variations de g, peut, à un autre point de vue, rendre plus facile la vérification expérimentale des conséquences de la théorie, en permettant de remplacer l'observation d'une variation d'inertie par celle, beaucoup plus facile, d'une variation de poids connexe de toute variation d'énergie interne ΔE_0 et mesurée en grammes, comme la variation de masse, par $\frac{\Delta E_0}{V^2}$.

Elle est en plein accord avec le résultat négatif des expériences tentées par Landolt et par d'autres pour voir si une réaction chimique effectuée dans un récipient clos s'accompagne d'une variation de poids. Nous en prévoyons effectivement une, mais très inférieure à ce que pourraient déceler les balances les plus sensibles, puis-

qu'elle n'atteindrait pas, pour les réactions les plus énergiques, le dix-milliardième du poids primitif.

Restent les transformations radio-actives. Nous pourrions évidemment enfermer dans un tube scellé du radium ou de l'uranium et attendre, pour constater une variation de poids, que la transformation spontanée soit sinon terminée, du moins notablement avancée : cela demanderait des centaines d'années pour le radium et des millions de siècles pour l'uranium. Fort heureusement, une si longue attente n'est nullement nécessaire, et il suffirait, pour vérifier l'exactitude de nos prévisions, de mesurer des poids atomiques avec une précision supérieure au dix-millième et nullement impossible à atteindre.

Si, en effet, la masse et par conséquent le poids d'une même portion de matière se conservait exactement au cours des transformations radio-actives dont elle peut être le siège, il en résulterait des relations simples entre les poids atomiques des éléments successivement engendrés. Pour une transformation accompagnée seulement d'émission de rayons β et γ le poids atomique ne devrait pas changer, puisque le nouvel atome, pour devenir électriquement neutre, doit récupérer le ou les électrons négatifs, de masse toujours la même, qui ont été perdus par l'atome transformé. Dans le cas d'émission d'une particule α ou d'un atome d'hélium, le poids atomique diminuerait exactement du poids atomique de l'hélium. Les différences entre les poids atomiques de l'uranium ou du radium, et celui du plomb résultant de leur transformation devraient être exactement des multiples entiers simples du poids atomique de l'hélium. Si, au contraire, nos conclusions sont exactes, ces différences devront être plus grandes, de quantités proportionnelles aux énergies perdues pendant les transformations intermédiaires.

Étant donné l'ordre de grandeur de ces poids atomiques, supérieurs à 200, et celui de la chaleur dégagée pendant les transformations, les écarts porteraient sur la deuxième décimale. On voit la grande importance théorique qu'auraient des mesures faites à ce degré de précision.

21. **La loi de Prout.** — Mais est-il nécessaire d'attendre, pour conclure, qu'on y soit parvenu ? Il me semble bien que *la preuve expérimentale de l'inertie et de la pesanteur de l'énergie interne est apportee par l'existence aujourd'hui certaine des écarts à la loi de*

Prout, par le fait que les poids atomiques, bien que sensiblement multiples entiers simples d'une même quantité, présentent cependant de petites irrégularités à partir de cette loi. Il est très remarquable que les poids atomiques de la plupart des éléments, calculés en prenant celui de l'hydrogène comme unité, sont groupés autour de nombres entiers sans cependant se confondre avec eux :

C = 11,91,	Az = 13,90,	O = 15,87,	F = 18,90,
He = 4,	Li = 6,94,	Gl = 9,	Bo = 10,90,
Na = 22,80,	Mg = 24,12,	Al = 26,90,	Si = 28,10, etc.

Ce fait n'est certainement pas dû au hasard et pose une importante question de philosophie naturelle, celle de l'unité de la matière à laquelle nous voyons maintenant la possibilité de répondre.

Aussi longtemps qu'a été admis sans discussion le principe de conservation de la masse matérielle, il a semblé impossible de concilier l'existence des écarts certains à la loi de Prout avec l'hypothèse séduisante que les divers atomes sont construits à partir d'un ou de quelques éléments primordiaux. La découverte des transformations radioactives est venue apporter un argument décisif en faveur de cette hypothèse, mais les écarts subsistent, et il faut en comprendre la raison.

L'explication que je propose résulte immédiatement de tout ce qui précède : *les écarts proviendraient de ce que la formation des atomes à partir d'éléments primordiaux* (par désintégration, comme nous le voyons en radioactivité, ou par un processus inverse non encore observé qui donnerait naissance aux atomes lourds), *s'accompagnerait de variations d'énergie interne par émission ou absorption de rayonnement*. La somme des poids des atomes formés différerait de celle des atomes transformés d'une quantité égale au quotient de la variation d'énergie par le carré de la vitesse de la lumière. Et les écarts sont tels que les énergies ainsi mises en jeu seraient tout à fait du même ordre que celles observées effectivement au cours des transformations radioactives.

Si par exemple l'atome d'oxygène résultait de la condensation de 16 atomes d'hydrogène ou de 4 atomes d'hélium, il suffirait, pour expliquer le poids atomique 15,87, *inférieur* à 16, d'admettre que cette condensation s'est accompagnée d'une *perte* d'énergie cinq fois plus grande seulement que celle dégagée pendant la transformation d'un atome de radium en radium D.

Loin de constituer une énigme, ces écarts où nous verrions la preuve expérimentale de l'inertie et de la pesanteur de l'énergie, nous apporteraient au contraire des renseignements précieux sur la filiation possible des éléments et sur la grandeur des énergies mises en jeu pendant leurs transformations.

22. **La matière, réservoir d'énergie.** — Nous avons vu que toute variation d'énergie interne d'un corps par rayonnement s'accompagne d'une variation proportionnelle de sa masse et de son poids et, d'autre part, que la présence d'énergie accumulée, sous forme de rayonnement dans une enceinte fermée ou sous forme électrostatique, correspond à l'existence d'une masse et par conséquent d'un poids, reliés toujours de la même manière à l'énergie présente.

Doit-on considérer que toute l'inertie de la matière n'a pas d'autre origine ? Le principe de relativité a conduit à penser que la variation de masse avec la vitesse $m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, établie tout d'abord pour l'inertie électromagnétique, s'appliquait de manière générale. Il en est probablement de même pour la relation $m_0 = \frac{E_0}{V^2}$. A toute inertie correspondrait la présence dans le système qui la possède d'une énergie égale au produit de la masse par le carré de la vitesse de la lumière, énergie dont la mise en liberté devrait correspondre à la destruction complète de la structure matérielle.

Sans préjuger si nous pourrons un jour acquérir cette puissance destructrice et épuiser les réserves d'énergie présentes dans la matière, nous pouvons, dans l'hypothèse qui précède, évaluer l'importance et l'énormité de ces réserves. Chaque gramme de matière, quelle que soit sa nature, correspondrait à la présence d'une énergie interne égale à 9×10^{20} ergs, c'est-à-dire équivalente à la chaleur que fournirait la combustion de 3×10^9 grammes ou trois millions de kilogrammes de houille.

Ce résultat, que la matière est inerte et pesante en proportion de l'énergie qu'elle contient, fait que le principe de la conservation de la masse se confond avec celui de l'énergie. Dans un système fermé, qui n'échange pas d'énergie avec l'extérieur, la masse totale se conserve, mais les masses individuelles des diverses portions du système varient dans la mesure des échanges d'énergie qui se produisent entre elles.

La nouvelle dynamique reposerait sur les deux lois fondamentales de conservation de l'énergie et de conservation de l'impulsion ou quantité de mouvement. Ces deux lois ne sont d'ailleurs pas indépendantes : au point de vue du principe de relativité, elles apparaissent comme deux aspects différents d'une loi unique, la conservation de l'impulsion d'Univers.

L'individualité d'une portion de matière ne pourrait plus être caractérisée comme autrefois par sa masse : il la faut chercher maintenant dans le nombre et la structure des éléments, atomes ou molécules, dont elle est formée. Les transmutations auxquelles nous font assister les corps radioactifs permettront peut-être de reculer cette structure au delà de celle des atomes changeants où la chimie s'arrête et de trouver l'individualité d'une portion de matière dans le nombre et la nature des éléments primordiaux à partir desquels les atomes sont construits, corpuscules cathodiques et peut-être noyaux positifs des atomes d'hélium ou d'hydrogène. Seuls le nombre et la nature de ces éléments resteraient invariables à travers tous les changements que subiraient la matière et pourraient servir à définir celle-ci.

23. Cas du rayonnement libre. — Nous avons été conduits à attribuer à un rayonnement se propageant librement avec la vitesse de la lumière V, non seulement une énergie E_0 distribuée avec la densité donnée par (12), mais encore une quantité de mouvement de densité donnée par (13) et représentée par :

$$G = \frac{E_0}{V},$$

dans la direction de propagation. Nous pouvons aussi lui attribuer une masse, définie toujours par le quotient de la quantité de mouvement par la vitesse, égale ici à V. Cette masse sera donc $\frac{E_0}{V^2}$, toujours reliée à l'énergie par la même relation que dans le cas de la matière. Seulement, alors que la matière, contenant ou non du rayonnement enfermé, peut prendre une vitesse variable en valeur absolue depuis 0 jusqu'à V, l'énergie représentée par le rayonnement libre ne peut se déplacer qu'avec la vitesse V.

24. La pesanteur de la lumière. — L'énergie contenue dans la

matière est pesante en même temps qu'inerte ; doit-on considérer qu'il en est de même pour l'énergie rayonnante se propageant librement ; doit-on considérer que les ondes lumineuses ou électromagnétiques sont sensibles à l'action d'un champ de gravitation, comme le serait une masse équivalente au sein de la matière ? Il est bien vraisemblable que nous devons répondre par l'affirmative, que les rayons lumineux sont déviés au voisinage de la matière en vertu de la gravitation, et que la loi d'attraction universelle de Newton affirmerait au fond l'attraction de l'énergie pour l'énergie. C'est la conclusion à laquelle aboutit M. Einstein : il a pu calculer la réfraction qui résulterait, pour la lumière venant d'une étoile vue dans une direction voisine de celle du soleil, de sa propagation dans le champ de gravitation produit par celui-ci. La vérification n'est peut-être pas impossible à tenter.

Voilà bien des problèmes dont la solution est sans doute prochaine. On ne peut qu'admirer le singulier détour par lequel la théorie des ondes lumineuses, si nettement opposée autrefois à la théorie newtonienne de l'émission, se trouve amenée après sa conjonction avec l'électromagnétisme, à conclure que le rayonnement est inerte et pesant et possède tous les attributs par lesquels autrefois on distinguait la matière. Nous sommes cependant bien loin du point de départ, puisque ce sont là des conséquences à partir des propriétés du milieu même qui transmet les ondes, propriétés que les travaux de Maxwell et Hertz nous ont révélées. La distinction entre la matière et le rayonnement reste fondamentale et doit être cherchée dans la notion de structure, dans la présence au sein de la matière de centres électrisés ou non, capables de se mouvoir avec une vitesse variable par rapport au milieu, alors que le rayonnement se propage dans celui-ci avec une vitesse entièrement déterminée.

25. **Généralisation.** — Nous pouvons, en terminant, généraliser la relation établie entre la masse initiale m_0 d'un corps et son énergie interne au repos E_0, évaluée par des observateurs O_0 immobiles par rapport à lui ; la même relation de proportionnalité subsiste entre sa masse m et son énergie totale E mesurées par des observateurs quelconques O_1 par rapport auxquels il est en mouvement. On a toujours :

$$m = \frac{E}{V^2}.$$

En effet, nous avons vu qu'il existe entre la masse du corps en mouvement et sa masse initiale, entre les masses d'un même corps mesurées simultanément par O_0 et O_1, la relation (17) :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

D'autre part, il résulte du principe de relativité que la même relation existe entre les énergies E_0 et E mesurées par O_0 et O_1 :

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \qquad (24)$$

La relation (20) conduit à la généralisation indiquée, en vertu de (17) et de (24). On peut donc dire que l'énergie totale d'un corps, au repos comme en mouvement, est égale au produit de sa masse par V^2. Si l'on acceptait, comme on l'a proposé bien des fois avec juste raison, de prendre la vitesse de la lumière dans le vide comme unité fondamentale, on dirait : *la masse d'un corps est égale à son énergie totale*, traduisant ainsi de manière complète par une égalité numérique l'identité de nature qne nous avons obtenue entre la masse et l'énergie : *la masse d'un corps mesure son énergie interne*.

Comme $\sqrt{1 - \beta^2}$ est toujours inférieur à l'unité, il résulte de (24) que l'énergie d'un *même corps* (mis en mouvement sans changement d'aspect pour des observateurs qui lui sont liés) est plus grande en mouvement qu'au repos. La différence représente, par définition, l'énergie cinétique, et ce résultat nous explique la forme (17') en apparence un peu complexe, que nous avons obtenue pour l'énergie cinétique w. Les deux termes, $\frac{m_0 V^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ et $m_0 V^2$, dont elle est la différence, ne sont autre chose que les deux mesures de l'énergie totale du même corps faites successivement en mouvement et au repos.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLVI, nos 19, 20, 21, 22; mai-juin 1913.

De FORCRAND. — Sur la relation de Trouton. — P. 1349.

Calculs montrant que la loi de Trouton : $\frac{L}{T} = 22$ environ, n'est pas une loi; ce n'est qu'un à peu près, et encore entre 250° et 900°.

Jules ANDRADE. — Précision nouvelle de l'indépendance latérale du balancier des chronomètres marins. Atténuation de la perturbation d'isochronisme due à l'inertie des ressorts réglants (1). — P. 1454.

Théorie mathématique.

A. COTTON et H. MOUTON. — Biréfringence magnétique de mélanges liquides. P. 1456.

Étude des mélanges de nitrobenzène avec le tétrachlorure de carbone, l'alcool, l'acétone et le bibromure d'éthylène, et des mélanges de naphtalène monobromé avec le tétrachlorure de carbone.

La règle d'additivité est nettement en défaut.

R. FORTRAT. — Simplification des raies spectrales par le champ magnétique. P. 1459.

Action d'un champ de 40.000 gauss. Pour la bande verte du carbone, ce champ fait de tous les doublets des raies simples, et les triplets sont aussi réduits à une raie simple quand ils sont assez étroits. Pour les triplets plus écartés, un champ plus intense les rendrait simples. Dans la série de doublets, vers 1950,3, il manque un terme; au lieu du doublet, il y a un grand nombre de raies : le champ magnétique rassemble ces raies en trois.

De même le champ rend fines et simples les raies de la bande bleue du spectre de Swan ($\lambda = 4737$), et il simplifie le spectre du pôle négatif de l'azote.

(1) Voir aussi *C. R.*, 21 avril 1913.

M. DE BROGLIE et F.-A. LINDEMANN. — Sur les phénomènes optiques présentés par les rayons de Röntgen rencontrant des milieux cristallins. — P. 1461.

Essai de théorie des franges présentées par les images de réflexion [1]. Les franges à raies larges et peu nombreuses peuvent être dues à des réflexions sur des plans de clivage existant accidentellement dans le cristal ; les franges à lignes nombreuses et serrées peuvent être dues à l'interférence entre les rayons réfléchis successivement sur une série de plans réticulaires parallèles à la surface réfléchissante.

L. GAY. — Sur le calcul des chaleurs latentes de vaporisation. — P. 1464.

La formule de Clapeyron peut se mettre sous la forme :

$$\left(\frac{Pu_1}{RT} - \frac{Pu_2}{RT}\right) d.\log P = \frac{EL}{RT^2}\, dT = \left(1 - \frac{P}{\pi}\right) d.\log P,$$

u_1 et u_2, volumes moléculaires respectifs de la vapeur et du liquide, P pression de vapeur, π pression critique, L chaleur moléculaire de vaporisation, T température absolue. L'auteur a calculé $\left(\frac{Pu_1}{RT} - \frac{Pu_2}{RT}\right)$ en fonction de $\frac{P}{\pi}$ en utilisant les déterminations de Young sur le fluorobenzène, l'isopentane, $SnCl^4$, CH^3OH et les déterminations d'Amagat et Villard pour CO^2. — Les résultats sont assez concordants.

DE FORCRAND. — Sur l'état dissimulé dans les hydrates. — P. 1506.

Dans certains hydrates, l'eau semble jouer le même rôle que si elle n'était pas combinée ; dans d'autres, elle paraît donner aux sels des propriétés spéciales (complexes).

Les chaleurs de dissolution peuvent avec grande précision permettre souvent de se rendre compte des différences.

(1) C. R., 14 avril 1913.

M. MOULIN. — Sur la loi de déformation du spiral plat des chronomètres. — P. 1518.

Théorie mathématique.

De SPARRE. — Sur les coups de bélier dans les conduites formées de sections différentes. — P. 1521.

Théorie mathématique.

C. TISSOT [1]. — Influence des oscillations électriques sur la conductibilité de certains sels métalliques fondus. — P. 1523.

Carl BENEDICKS. — Déduction de la loi de Planck de la distribution de l'énergie par l'hypothèse d'agglomération. — P. 1526.

Théorie admettant que l'énergie d'agglomération obéit à la loi de Langevin.

L'hypothèse des quanta n'est donc pas la seule qui conduise à la loi de Planck.

J. CHAUDIER. — Sur les variations du pouvoir rotatoire magnétique dans les changements d'état. — P. 1529.

Dans le passage de l'état liquide à l'état solide, le pouvoir rotatoire magnétique des substances actives se conserve intégralement si le liquide donne naissance, par congélation, à un corps amorphe d'aspect vitreux (essence de térébenthine, glycérine, etc.). Il disparaît au contraire en totalité si le liquide congelé se présente sous la forme d'un corps à structure cristalline (aniline, benzine, nitrobenzine, CS^2, etc.).

Tandis que le pouvoir rotatoire ordinaire se conserve dans le passage de l'état liquide à l'état gazeux, le pouvoir rotatoire magnétique diminue en général dans ce changement d'état et peut même devenir moitié moindre.

De plus, il semble exister une relation entre cette variation et la loi de dispersion rotatoire magnétique des substances actives.

---

[1] Séances de la Société française de Physique, juin 1913.

ANDRÉ LÉAUTÉ. — Sur les précautions à prendre pour l'emploi de la résonance dans les essais de câbles électriques destinés à de hautes tensions. — P. 1532.

Théorie.

R.-V. PICOU. — Sur les machines dynamo-électriques à excitation interne. P. 1535.

On peut faire porter par la même partie, fixe ou mobile, les bobinages inducteur et induit et même superposer, dans les mêmes fils, les courants inducteur et induit. C'est l'excitation interne. Dans un anneau Gramme, par exemple, on peut introduire le courant magnétisant par des balais auxiliaires calés à mi-distance des balais principaux et reliés à une source indépendante ; la partie fixe recevra alors simplement un enroulement de compensation du champ du courant induit. Application.

CAMILLE MATIGNON. — La loi de volatilité dans les réactions chimiques. — P. 1536.

Tout système de corps solides ou liquides non volatils, susceptibles de donner naissance, par un nouveau groupement des atomes, à un système contenant des corps volatils, doit entrer en réaction à température convenable. Applications : réduction de la magnésie par l'aluminium, de la baryte par le silicium, etc.

G. ARRIVAUT. — Étude du système manganèse-argent. — P. 1539.

L'étude thermique, chimique, électrique et l'examen microscopique concordent pour permettre de conclure à la combinaison $MnAg^2$. Cette combinaison donne avec l'argent une série continue de cristaux mixtes et sa limite de miscibilité à l'état liquide avec le manganèse est voisine de 30 0/0 de manganèse.

MARCEL GOMPEL et VICTOR HENRI. — Étude quantitative de l'absorption des rayons ultra-violets par les alcaloïdes du groupe de l'atropine. — P. 1541.

Atropine ; 3 bandes d'absorption pour $\lambda = 2643$, 2580, 2505 et au-delà de 2492, l'absorption augmente de plus en plus.

Apoatropine ; absorption beaucoup plus forte.

Cocaïne ; 3 bandes d'absorption pour $\lambda = 2814, 2722, 2314$; cette dernière bande peut être utilisée dans la recherche et le dosage de la cocaïne.

TAFFANEL et LE FLOCH. — Sur la combustion des mélanges gazeux et les retards à l'inflammation. — P. 1544.

Étude du méthane. Tableaux. Très près de la température d'inflammation, on a observé de longs retards, atteignant 10 secondes, paraissant d'autant plus courts que la pression était plus forte ; ces retards sont dus à ce que la vitesse de réaction des mélanges gazeux qui ont des retards croît moins brusquement, en fonction de la température, que celle des mélanges à retard non discernable.

La vitesse de réaction, pour le grisou, ne dépend pas sensiblement de la proportion qu'atteignent, en cours de réaction, les produits de la combustion ; elle est déjà notable vers 700°, mais ce n'est que vers 900° et 1.000° qu'elle devient assez grande pour produire la combustion vive.

J. VALLOT. — Valeur et variation de la température profonde du glacier, au mont Blanc. — P. 1575.

La variation diurne devient nulle au-dessous de 70 centimètres de neige ; et la température de 0° n'atteint cette profondeur que dans des cas tout à fait exceptionnels. La variation annuelle ne dépasse pas 6m,50. Le grain du glacier s'accroît sans fusion et une solution d'aniline montre qu'il est imperméable. Toute théorie fondée sur la fusion de l'eau et le regel est donc radicalement fausse.

L. DÉCOMBE. — Sur la viscosité de l'atome. — P. 1598.

Comme les phénomènes d'absorption, les phénomènes diélectriques anormaux (résidus, chaleur de Siemens, etc.) trouvent leur application dans une viscosité, proportionnelle à la vitesse, qui affecterait le mouvement des particules soumises au rayonnement lumineux ou au champ électrique extérieur. Cette viscosité peut être rattachée aux principes de la mécanique ; l'auteur donne une théorie,

admettant de petites discontinuités du mouvement de l'électron, qui permet l'explication des phénomènes diélectriques résiduels, de l'énergie dissipée dans les déformations atomiques, etc. Comme l'énergie propre du spectron, l'énergie spectrale radiée serait un multiple entier d'un quantum élémentaire proportionnel à la fréquence.

A. TIAN. — Sur la relation entre l'énergie lumineuse et l'action photochimique. P. 1601.

Théorie montrant que la condition nécessaire et suffisante pour qu'il y ait dans une transformation photochimique, indépendamment des conditions de l'expérience, proportionnalité entre l'énergie radiante absorbée et la quantité de matière modifiée, est que le coefficient d'utilisation de la lumière (rapport du pouvoir photochimique à la constante d'absorption) soit le même pour toutes les radiations, reste inaltéré par une modification quelconque (température, dilution, etc.) des conditions du système et demeure constant pendant que le système se modifie à la lumière.

L. CHAUMONT. — Sur la théorie des appareils servant à l'étude de la lumière polarisée elliptiquement. — P. 1604.

Théorie géométrique faite par la méthode de représentation sphérique due à Poincaré.

L'auteur s'occupe plus spécialement des appareils à pénombre; il caractérise séparément les rôles du système de plage et du compensateur, puis donne les conditions auxquelles doivent satisfaire chacune de ces parties pour constituer un appareil commode et sensible. Quelle que soit la forme de la vibration à analyser, sa position sur la sphère représentatrice peut toujours être repérée avec la même erreur.

R. FORTRAT. — Le triplet magnétique normal et la règle de Preston. — P. 1607.

Étude du doublet 2853 du sodium. Dans un champ faible, la décomposition se fait conformément à la règle de Preston. Dans le

champ de 47600 gauss, de 10 composantes que prévoit la règle, il ne reste plus qu'un triplet dont une seule composante est nette, mais qui est peu différent d'un triplet normal. Dans un champ intense, les doublets naturels se comporteront comme les triplets donnant une décomposition normale.

JACQUES CARVALLO. — Conductibilité électrique de l'éther pur. — P. 1609.

Les courants, à tension constante, qui traversent le liquide pur, demeurent sensiblement constants au bout de plusieurs jours et sont proportionnels à la tension ; en outre ces courants limites dépendent du sens du courant. De ces courants, on déduit pour conductance spécifique apparente limite de l'éther :

$10{,}5\ 10^{-16}$ unités pratiques à 16° pour un sens;
$7{,}6\ 10^{-16}$ unités pratiques à 16° pour l'autre sens;

[M. Schröder(1) avait trouvé : $2{,}4\ 10^{-13}$ unités pratiques].

KELVIN BURNS. — Mesures interférentielles de longueurs d'onde dans le spectre du fer. — P. 1611.

Tableau.

FÉLIX BIDET. — Déplacement limité de la monoéthylamine par le gaz ammoniac. — P. 1613.

Les résultats fournis par l'auteur montrent que ce système est assimilable aux systèmes déjà étudiés par lui et relatifs à l'amylamine normale, à l'isoamylamine et à l'éthylène-diamine.

On doit admettre l'existence de plusieurs sels basiques de formule générale :

$$(C^2H^5NH^2)\,n\,(C^2H^5NH^2, HCl),$$

d'autant plus basiques que la concentration en ammoniac est plus élevée.

(1) *Annalen der Physik*, t. XXIX ; 1909.

Georges CHARPY et André CORNU. — Snr la séparation du graphite dans les alliages de fer et de silicium. — P. 1616.

Dans les alliages très peu carburés, le carbone peut être précipité entièrement à l'état de graphite par recuit, pourvu que la teneur en silicium dépasse 3,5 0/0 et que le recuit soit effectué à plus de 750° et à moins d'une température qui est fonction de la teneur en carbone total.

De FORCRAND. — Le quotient Trouton et la chaleur moléculaire de vaporisation des corps purs bouillant aux températures élevées ou aux températures basses (cas de l'hélium). — P. 1649 et 1809.

L'auteur a proposé de remplacer la règle inexacte de Trouton par la formule :

$$\frac{L}{T} = 10{,}1 \log T - 1{,}5 - 0{,}009T + 0{,}0000026T^2.$$

Cette formule appliquée aux températures élevées au Hg, Zn, Cd, Bi, Pb, Ag, Sn, Cu donne des valeurs de L comparables à celles déterminées expérimentalement. Ces valeurs sont assez grandes aux températures élevées, ce qui permet d'expliquer les réactions qui ont lieu à ces températures. Aux basses températures (Cl, O, N, H, He), l'accord est aussi satisfaisant. Ainsi, pour l'hélium, L calculé = 0,02047; L (déduit de résultats expérimentaux) = 0,1938 à T = 4°,25.

J. BOSLER. — Sur le spectre de la comète Schaumasse 1913 A. — P. 1653.

On obtient un spectre à fond continu jusqu'à λ 360 où l'on retrouve la bande bleue du spectre de Swan (vers λ 473), celle de cyanogène λ 388 et une large bande de λ 400 à λ 407 avec maximum pour λ 404.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE

T. XXV ; mai 1913.

LYNDE-P. WHEELER. — La dispersion des métaux. — P. 661-679.

De la discussion des résultats expérimentaux relatifs à la dispersion des métaux et connus jusqu'ici, l'auteur tire les conclusions suivantes :

1° Le nombre des électrons libres n'est pas une constante ; il croît avec la fréquence de vibrations de la radiation considérée ;

2° La dispersion de ce qu'on appelle la constante diélectrique K dans les métaux peut être déterminée et est conforme à la théorie.

L'expression de K contient deux termes, dont le plus important, surtout dans les courtes longueurs d'onde, dépend de la présence des électrons libres, et l'autre est un terme purement diélectrique.

R.-A. HOUNSTOUN. — La visibilité relative des différentes couleurs du spectre. P. 115-122.

L'auteur appelle visibilité relative d'une région du spectre le rapport de l'éclat évalué en bougies par centimètre carré à l'énergie rayonnée évaluée en ergs par centimètre carré et par seconde. Pour déterminer la courbe de visibilité, il faut ainsi déterminer la courbe de luminosité du spectre pour un œil moyen et ensuite la distribution de l'énergie dans ce spectre.

L'auteur a obtenu deux courbes de visibilité dont l'une correspond à un éclairement de $\frac{1}{2}$ bougie-mètre, l'autre à un éclairement de $\frac{1}{100}$ de bougie-mètre. Le maximum de la première se trouve à λ 502 $\mu\mu$ et celui de la seconde à λ 466 $\mu\mu$.

F. CROZE.

A.-Ll. HUGHES. — Sur les vitesses des photoélectrons au moment où ils sont émis par la matière. — P. 683-686.

MM. Richardson et Compton ([1]), d'une part, M. Hughes ([2]), de l'autre, ont trouvé que l'énergie maxima des photoélectrons est une fonction linéaire de la fréquence de la lumière ultraviolette. Si V est le potentiel nécessaire pour arrêter les électrons les plus rapides, e la charge, n la fréquence, on a :

$$(1) \qquad Ve = h'n - V_0 e.$$

Cette formule est du type prévu par la théorie des quanta, mais h' diffère de 10 à 25 0/0 de la constante h de Planck. Pour expliquer cette divergence, l'auteur rappelle que Robinson a trouvé que les électrons émergeant d'une couche de platine très mince sont plus rapides que ceux qui sortent du côté de l'incidence de la lumière. En portant en abscisses les épaisseurs et en ordonnées le rapport des énergies des électrons sortant des deux côtés de la lame, on obtient une courbe dont le prolongement coupe l'axe des ordonnées au point 1,12 ; un photoélectron perdrait donc 12 0/0 de son énergie en tournant de 180° par rapport à sa direction d'émission primitive. Richardson et Compton ont trouvé pour h' $5,85 \times 10^{-27}$ et $5,60 \times 10^{-27}$; en majorant ces nombres de 12 0/0, on trouve 6,55 et $6,27 \times 10^{-27}$, nombres peu différents de la constante de Planck $6,55 \times 10^{-27}$ erg.-sec.

L'auteur remarque ensuite que V_0 est le potentiel d'ionisation ; il se propose alors de le calculer dans le cas de l'ionisation des gaz, en posant $h' = h$ dans l'équation (1) ; la longueur d'onde critique étant 1350 U. A., on a :

$$V_0 = \frac{hn}{e} = 9,2 \text{ volts.}$$

Franck et Hertz ont trouvé directement pour l'oxygène 9 volts.

L'auteur termine en annonçant des recherches sur l'influence de l'état physique d'un corps sur le potentiel d'ionisation ; celui-ci est plus grand pour un gaz que pour un liquide et un solide.

([1]) *Phil. Mag.*, p. 576; 1912 ; — *J. de Phys.*, 5e série t. II, p. 485 ; 1912.
([2]) *Phil. Trans.*, t. CCXII (A), p. 205 ; 1912.

JAMES-E. IVES. — Sur l'absorption des ondes électriques courtes par l'air et la vapeur d'eau. — P. 702-710.

Les ondes produites par un oscillateur linéaire (1) à huile de kérosène, placé au foyer d'un miroir parabolique en zinc, traversent l'un des deux tubes de verre couvert de papier d'étain parallèles qu'on peut remplir d'air sec ou humide à telle pression qu'on voudra. Les détecteurs thermoélectriques sont reliés chacun à l'une des bobines d'un galvanomètre différentiel. Ils sont placés chacun au foyer d'un miroir parabolique dont l'axe coïncide avec celui d'un des tubes.

L'auteur a trouvé que, pour des ondes de 10 centimètres traversant l'air à des pressions variant de 76 centimètres à $0^{cm},001$ et la vapeur d'eau de $1^{cm},50$ à $0^{cm},015$, l'absorption d'énergie est inférieure à 0,1 0/0 par centimètre.

L'ionisation de l'air par le bromure de radium n'a aucune influence.

Gw. OWEN et R. HALSALL. — Sur les corpuscules négatifs du courant thermoionique dans le vide. — P. 735-739.

Les auteurs ont étudié, au moyen d'un champ électrique et d'un champ magnétique perpendiculaire, la nature des corpuscules émis par le palladium, l'iridium et le platine. Le champ magnétique employé était uniforme et relativement intense (de 800 à 2000 gauss). Ils n'ont trouvé que des électrons ; les résultats différents trouvés antérieurement par M. Owen étaient dus à la non-uniformité des champs.

A. GRUMBACH.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XL, nos 2 et 5 ; et T. XLI, no 6, 1913.

G. TAMMANN. — Équilibre thermodynamique d'un système formé d'une seule substance. — P. 297 à 326.

Ce travail, qui fait suite à un mémoire antérieurement publié sous le même titre, est consacré au *Polymorphisme* (2).

(1) J.-E. IVES, *Phys. Rev.*, t. XXX, p. 199 ; XXXI, p. 214 ; 1910.
(2) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 139 ; 1912.

1. L'auteur distingue d'abord la notion de *phase* (forme thermique caractérisée par un volume spécifique, une chaleur intérieure et une courbe d'équilibre bien déterminés) de celle de *forme cristalline*.

En général, deux phases différentes ont des formes cristallines différentes. Toutefois, dans certains cas, deux phases différentes paraissent appartenir au même système cristallin. Ce cas paraît se présenter dans les transformations des métaux ferromagnétiques et peut être aussi de AzH^4Cl et AzH^4Br.

Par contre, deux formes cristallines d'aspect différent ne sont pas nécessairement distinctes au point de vue thermique, la différence d'aspect pouvant résulter d'influences qui se développent au cours de la cristallisation sans modifier le volume spécifique, la chaleur interne et par conséquent la courbe d'équilibre.

On conçoit d'ailleurs aisément que deux formes, thermiquement différentes d'une même substance, puissent être cristallographiquement identiques, le même réseau cristallin pouvant être réalisé par des molécules différentes.

2. L'auteur partage ensuite, suivant leur stabilité, les formes cristallines en quatre classes :

1° *Les formes totalement et absolument stables*, caractérisées par une stabilité absolue dans tout le champ d'état qui leur correspond;

2° *Les formes partiellement et absolument stables* dont la stabilité est absolue, mais seulement dans une portion limitée du champ d'état correspondant;

3° *Les formes totalement instables;*

4° *Les formes partiellement instables*.

La thermodynamique pure permet à l'auteur (en faisant plus particulièrement intervenir les propriétés du potentiel thermodynamique) d'établir des règles touchant la position des courbes d'équilibre de ces diverses formes, d'évaluer l'instabilité des formes d'un groupe cristallin relativement à une forme stable donnée, d'exprimer les conditions de stabilité totale ou partielle ainsi que l'existence d'un ou plusieurs groupes cristallins, et de distinguer, avec une certaine probabilité, l'instabilité totale de l'instabilité partielle.

Une théorie spéciale, de nature atomistique, peut seule permettre de combattre les lacunes de cette analyse.

L. Décombe.

E. HENSCHKE. — Sur une forme du principe de moindre action dans l'électrodynamique du principe de relativité. — P. 887-934. (Deuxième et troisième parties de la *Berl. Dissert. de l'auteur*).

Tandis que la première partie de la *Dissertation* a pour objet l'analyse vectorielle à quatre dimensions, la seconde est consacrée à la déduction des lois du champ pour le cas du vide. L'électricité est considérée comme un milieu continu de densité ρ dont l'état de vitesse est donné par le vecteur tridimensional v.

L'action s'exprime de la manière suivante : le vecteur courant a les quatre composantes :

$$P_x = \frac{\rho v_x}{c}, \quad P_y = \frac{\rho v_y}{c}, \quad P_z = \frac{\rho v_z}{c}, \quad P_u = i\rho.$$

L'état du champ électromagnétique est donné (1) par le vecteur $\mathfrak{M}$ aux composantes :

$$\begin{array}{lll} M_{yz} = H_x, & M_{zx} = H_y, & M_{xy} = H_z, \\ M_{xu} = -iE_x, & M_{yu} = -iE_y, & M_{zu} = -iE_z, \end{array}$$

où H et E sont les champs magnétique et électrique.

Au moyen du potentiel vecteur électromagnétique A, du potentiel scalaire φ et du pseudoscalaire unité k, est construit le vecteur :

$$\Phi = \Phi_x k_x + \Phi_y k_y + \Phi_z k_z + \Phi_u k_u,$$

où l'on a posé :

$$\Phi_x = A_x, \quad \Phi_y = A_y, \quad \Phi_z = A_z, \quad \Phi_u = i\varphi.$$

Entre $\mathfrak{M}$ et Φ, on a la relation :

$$\mathfrak{M} = \Diamond \times \Phi,$$

qui, dans les notations de l'analyse vectorielle classique, revient à :

$$H = \text{curl}\, A, \quad E = -\text{grad}\,\varphi - \frac{1}{c}\frac{dA}{dt}.$$

(1) LAUE, *Das Relativitätsprinzip*, p. 78 ; 1911.

L'action s'exprime alors par l'intégrale :

$$W = \int_{\Sigma} dx\, dy\, dz\, du \left[-\frac{1}{2} (\Diamond \times \Phi)^2 + P\Phi \right].$$

Le principe consiste à poser que la première variation de l'intégrale relative au domaine Σ est nulle. Le vecteur courant est considéré comme connu en fonction des quatre coordonnées x, y, z, u. Les composantes de Φ sont des fonctions cherchées des coordonnées qui doivent rendre W extremum.

L'auteur tire de ce principe les lois classiques du champ. Il donne l'expression de la force de Lorentz et étudie la pression de radiation sur une surface en mouvement.

La troisième partie est consacrée à l'électrodynamique des corps matériels en mouvement. Ici s'introduisent le pouvoir inducteur et la perméabilité magnétique.

L'auteur cherche l'expression de l'action en s'imposant les conditions suivantes : l'action doit être invariante dans les transformations de Lorentz; sa variation dans le cas du vide doit concorder avec la variation de l'intégrale ci-dessus considérée.

Il obtient ensuite les équations relatives à ce cas, donne l'expression de la force pondéromotrice, étudie la pression de radiation dans le cas des corps matériels en mouvement et envisage les cas où le pouvoir inducteur et la perméabilité sont variables.

E.-M. Lémeray.

R.-W. WAGNER. — Contribution à la théorie des diélectriques imparfaits. P. 817-855.

L'auteur appelle diélectriques imparfaits ceux dont les propriétés ne peuvent pas s'interpréter complètement à l'aide des deux seules notions de pouvoir inducteur spécifique et de conductivité : les solides et les liquides sont dans ce cas.

Les liquides ont une allure spéciale et encore peu connue. Quant aux solides, leurs propriétés dépendent principalement du phénomène de la réactivité diélectrique, auquel se rapporte le travail analysé.

D'après les recherches de Hopkinson, Pellat, von Schweidler, la

réactivité diélectrique peut s'interpréter de la manière suivante. Abstraction faite de la conductivité, dont les effets se superposent simplement aux autres phénomènes, un diélectrique solide soumis à un champ électrique F donné en fonction du temps t est le siège d'un déplacement électrique :

$$D = \frac{KF}{4\pi}\left(1 + \sum_1^n \lambda_n\right) + \sum_1^n D'_n, \tag{1}$$

chacun des termes D'_n devant satisfaire à une équation différentielle :

$$\frac{dD'_n}{dt} = -\frac{D'_n}{T_n} - \frac{\lambda_n K}{4\pi}\frac{dF}{dt}, \tag{2}$$

où λ_n et T_n sont des constantes arbitraires.

Cela revient à supposer qu'il existe, à l'intérieur du diélectrique, d'une part un groupe de doublets électriques, se mettant instantanément en équilibre avec le champ et produisant un déplacement $\frac{KF}{4\pi}$; et, d'autre part, n groupes de doublets qui, au bout d'un temps infini, produiraient des déplacements $\frac{\lambda_n KF}{4\pi}$, mais dont les modifications sont retardées par une espèce de résistance visqueuse, conformément aux équations (2), avec des constantes de temps T_n.

On obtient ainsi pour D l'expression générale :

$$D = \frac{KF}{4\pi} + \int_{-\infty}^{t} \frac{KF}{4\pi}\frac{d\psi(t-\tau)}{d\tau}\,d\tau, \tag{3}$$

en posant

$$\psi(t) = \Sigma\lambda_n e^{-\frac{t}{T_n}}. \tag{4}$$

On prend autant de termes D'_n, c'est-à-dire autant de constantes arbitraires, qu'il en faut pour représenter les phénomènes observés.

L'indétermination de n assure une certaine souplesse à la formule (3), mais en même temps lui donne le caractère d'une formule empirique plutôt que d'une véritable théorie physique. En vue de réduire le nombre des constantes arbitraires, l'auteur introduit une hypothèse analogue à celle adoptée par Wiechert pour la réactivité élastique ; il admet l'existence d'une infinité de groupes de doublets amortis, correspondant à toutes les valeurs de T de 0 à ∞, mais répartis autour d'une valeur T_0 de probabilité maxima, de telle manière que

le coefficient λ (fonction de T), soit donné par l'expression :

(5) $$\lambda(T)\,dT = \frac{\lambda_0 b_0}{\sqrt{\pi}}\, e^{-b_0^2 z^2} dz,$$

avec

(6) $$z = \log \mathrm{nat}\, \frac{T}{T_0}.$$

On a alors à remplacer l'équation (4) par la suivante :

(7) $$\psi(t) = \int_0^\infty \lambda(T)\, e^{-\frac{t}{T}}\, dT.$$

En introduisant cette expression de $\psi(t)$ dans l'équation générale (3), on obtient des formules susceptibles de représenter les phénomènes observés dans un champ constant (courants résiduels) ou alternatif (variations de la capacité et des pertes d'énergie diélectriques en fonction de la fréquence). Pour un champ constant, la formule :

(8) $$\frac{dD}{dt} = At^{-\alpha},$$

trouvée conforme à l'expérience par plusieurs auteurs, peut être déduite de la formule générale, mais seulement à titre d'approximation valable dans un intervalle de temps limité. Ainsi se trouvent éliminées les difficultés auxquelles conduisait cette formule (8), qui donne :

$$\frac{dD}{dt} = \infty, \qquad \text{pour} \qquad t = 0,$$

et

$$\int_0^\infty \frac{dD}{dt}\, dt = \infty.$$

La réactivité diélectrique est fortement influencée par la température. Autant que les expériences actuelles permettent d'en juger, cette variation peut s'interpréter en disant que la constante de temps T_0 diminue rapidement quand la température augmente, tandis que la constante b_0 (qui règle la densité de répartition des T autour de la valeur la plus probable T_0) reste constante ou croît lentement avec la température.

Cette théorie s'applique donc aux diélectriques solides. Cependant il reste dans certains cas des divergences avec l'expérience, et pour les faire disparaître l'auteur est conduit à introduire un ou plusieurs autres systèmes de doublets amortis répartis autour d'une ou plusieurs autres valeurs T_1, T_2, ... de probabilité maxima, suivant des formules analogues à (5) et (6), mais avec des constantes différentes λ_1, λ_2, ..., b_1, b_2, ... On fait donc ainsi intervenir un grand nombre de constantes arbitraires comme dans les théories antérieures, et l'on peut se demander où est le bénéfice. L'auteur fait valoir que ces nouveaux groupes de doublets ne sont nécessaires que pour des intervalles de temps extrêmement étendus ; et d'autre part que l'existence de maxima distincts constatée dans certaines courbes expérimentales permet de considérer son hypothèse complémentaire comme répondant à la nature des choses et non comme un artifice de calcul.

Ch. Fortin.

Félix STUMPF. — Les constantes élastiques du quartz vitreux. — P. 879-886.

Sur les conseils de W. Voigt l'auteur a étudié les constantes élastiques du quartz vitreux pour voir s'il se comporte comme un corps « quasi-isotrope ».

La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux montre que le quartz fondu n'a pas les propriétés d'un corps quasi-isotrope.

Pourtant le coefficient C est très supérieur à la valeur de Poisson, mais très inférieur à la valeur calculée pour les corps quasi-isotropes. Cela peut s'expliquer soit par une quasi-isotropie incomplète soit par une isotropie complète accompagnée de propriétés élastiques analogues à celles des liquides.

P. Job.

Franz ZÁVISKA. — Diffraction des ondes électromagnétiques par des cylindres de révolution parallèles et de longueur infinie. — P. 1023.

On n'avait résolu jusqu'à présent le problème de la diffraction par un réseau de fils cylindriques qu'en supposant la distance des fils assez grande par rapport à la longueur d'onde pour qu'on puisse négliger leurs actions réciproques et considérer l'action du réseau comme la somme des actions individuelles de chaque fil.

L'auteur développe une théorie de ce phénomène, sans faire aucune hypothèse sur la distance des fils (leur rayon est très petit par rapport à la longueur d'onde). D'ailleurs il traite surtout le cas de deux ou trois fils, les calculs devenant trop compliqués quand le nombre des cylindres augmente. Il étudie successivement le cas où le champ électrique est parallèle, puis normal à l'axe des fils, et enfin calcule la diffraction par deux fils situés l'un à la suite de l'autre quand la force est parallèle aux axes (les fils sont conducteurs ou isolants).

P. Job.

Ernst DIBBERN. — Recherches quantitatives sur les ondes de couplages faites au moyen de l'interrupteur pendulaire de Helmholtz. — P. 935-958.

L'auteur a cherché à vérifier les formules établies par Drude[1], relatives aux ondes électriques qui se produisent dans deux circuits couplés.

Un pendule de Helmholtz coupait le courant continu circulant dans un circuit primaire constitué par une bobine de self-induction en parallèle avec une capacité et qui était couplé avec un autre circuit oscillant. Un temps déterminé, mais variable après la première interruption, le pendule actionnait un second interrupteur placé soit dans le circuit primaire, soit dans le circuit secondaire, suivant qu'on voulait étudier les ondes de couplage dans le primaire ou dans le secondaire.

Le condensateur du circuit ainsi coupé conservait sa charge qu'il était facile d'évaluer en le déchargeant dans un balistique. On pouvait ainsi tracer par points les variations en fonction du temps aux bornes de la différence de potentiel des condensateurs de chacun des circuits oscillants.

Ce mode opératoire n'est applicable que pour des fréquences comprises entre 10^{-2} et 10^{-4} secondes. Les constantes des enroulements doivent être choisies de telle sorte qu'on puisse dans les formules confondre leur résistance en courant continu et en courant alternatif.

L'auteur trouve une bonne concordance entre les résultats observés et ceux déduits de la théorie.

Un certain nombre d'expériences ont également été faites en plaçant un noyau magnétique dans l'enroulement primaire.

---

(1) *Annalen der Physik*, t. XIII, p. 517 ; 1904.

En utilisant un noyau constitué par de la limaille de fer noyée dans de la paraffine, on obtient encore un bon accord entre l'expérience et la théorie, ce qui s'explique par ce fait qu'un semblable noyau a une perméabilité constante et indépendante de la fréquence et que, par suite, les valeurs de coefficients d'induction mutuelle et de self-induction déterminées à basse fréquence et introduites dans les formules restent les mêmes pour les fréquences élevées.

Avec un noyau de fils de fer de 0,4 millimètres isolés à la gomme-laque, les valeurs des temps pour lesquelles la différence de potentiel s'annule aux bornes du condensateur primaire relevées expérimentalement sont bien celles indiquées par la théorie, mais les valeurs maxima de cette différence de potentiel sont un peu plus faibles que le calcul ne le faisait prévoir. L'effet de l'hystérésis qui augmente l'amortissement primaire se fait déjà sentir.

Avec un noyau massif, il n'y a plus aucune concordance entre l'expérience et la théorie, En particulier il ne reste plus qu'une seule onde dans le secondaire.

R. Jouaust.

A. Timiriazeff. — Sur le frottement intérieur des gaz dilués et sur le rapport entre le glissement et le saut de température à la surface de séparation entre un métal et un gaz. — P. 971-991.

L'auteur a employé la méthode de la déviation stationnaire (déviation d'un cylindre suspendu par un fil de torsion, par un deuxième cylindre tournant concentrique, l'intervalle des deux cylindres contenant le gaz en expérience). Cette méthode permet une détermination simple et précise du frottement intérieur dans un intervalle de pression de 760 à 0.001 millimètres.

Des calculs basés sur la théorie des gaz de Maxwell-Boltzmann donnent le transport des quantités de mouvement G comme fonction de la pression : on tire de là :

1° Que pour les grandes dilutions, un glissement a lieu à la surface des corps solides, lequel est proportionnel au libre parcours moyen λ et par suite inversement proportionnel à la pression p ;

2° Que le coefficient de glissement a_0 est relié au coefficient de saut de température γp déterminé par Smoluchowski par la relation.

$$a_0 = \frac{8}{15} \gamma p.$$

La mesure des sauts de température permet de calculer la constante de glissement et de construire la courbe des G (transport des quantités de mouvement) en fonction de log p ; les résultats dans l'air et l'acide carbonique s'accordent parfaitement avec les valeurs calculées d'après les expériences précédentes.

Si l'on pousse la dilution assez loin pour que le libre parcours moyen dépasse l'épaisseur $d = R_1 - R_2$ de la couche gazeuse, le transport des quantités de mouvement est indépendant de d, ce qui ne peut s'expliquer que par la théorie moléculaire.

Enfin la courbe $G = f(\log p)$ présente un point d'inflexion pour la pression p_1 inversement proportionnelle à l'épaisseur d de la couche gazeuse. Ce résultat avait été prédit par Lebedew, et les calculs ainsi que les recherches ont complètement vérifié cette prédiction.

Ch. Lebnhardt.

T. XLI, n° 6; 1913.

P. LÉNARD. — Conductibilité électrique par les électrons libres et les porteurs d'électricité (2e partie : application à des cas spéciaux et conclusions générales. — P. 53-98.

Dans son premier mémoire [1] l'auteur a établi les équations donnant les vitesses de transport des électrons et des porteurs d'électricité. Il les applique ici au cas de la conductibilité électrique due aux électrons dans la flamme du bec de Bunsen et dans l'azote et l'argon purs et froids, et de la conductibilité due aux porteurs d'électricité dans les gaz ordinaires, comme l'air.

Il cherche tout d'abord une relation entre la vitesse désordonnée des électrons et les écarts que la conductibilité du gaz présente avec la loi d'Ohm, et en conclut l'ordre de grandeur de cette vitesse. Puis il discute le mouvement des électrons au point de vue énergétique : il semble que les échanges d'énergie entre molécules et électrons et des molécules gazeuses entre elles se produise par quanta.

Toutes ces considérations s'appuient sur des résultats expérimentaux malheureusement peu nombreux et incomplets (expériences d'Andrade sur la flamme de Bunsen, de Franck pour N_2 et Az, de Becker sur la viscosité des flammes, de Moreau sur la vitesse des élec-

[1] V. ce vol., p. 351.

trons dans le Bunsen, etc...) Elles montrent en tous cas la nécessité et la fécondité certaine de nouvelles recherches.

On peut pourtant dès maintenant essayer de se représenter le mouvement des électrons :

Un électron libre animé d'une faible vitesse dans un gaz est aussitôt absorbé par les molécules. L'hypothèse souvent faite de la réflexion des électrons sur les molécules est quelquefois en contradiction avec l'expérience et toujours complètement inutile. Le porteur formé à la suite de cette absorption peut subsister plus ou moins longtemps. Dans la flamme du Bunsen, dans l'azote ou l'argon à température ordinaire (gaz inertes au point de vue chimique), il subsiste à peine dans l'intervalle de quelques chocs, puis l'électron se sépare de la molécule avec une vitesse voisine de la vitesse théorique des gaz. Dans l'oxygène, le gaz carbonique, au contraire, les porteurs persistent plus longtemps. Il est probable que ce fait est dû à la formation de groupes par la réunion avec le porteur de molécules voisines. On est ainsi amené à comparer quantitativement « l'affinité pour l'électron », la conductibilité électrique des gaz, leur frottement intérieur et l'absorption des rayons-canaux. P. Job.

P.-Paul KOCH. — Sur la mesure des différences de longueurs d'onde des raies spectrales. — P. 115-123.

M. Priert a donné récemment une méthode nouvelle pour déterminer les longueurs d'onde entières et la fraction de longueur d'onde correspondant au déplacement des anneaux de Fabry et Pérot. Au lieu de mesurer le diamètre des anneaux, il déplace l'un des miroirs de l'interféromètre parallèlement à lui-même jusqu'à ce que disparaisse la tache brillante au centre de l'anneau.

M. Koch fait remarquer que de cette façon on ne compare pas les longueurs d'onde bien définies des maxima d'intensité des raies que l'on étudie, mais celles bien plus mal définies de points mal déterminés pris entre le bord et le centre de chaque raie. Il montre en outre qu'on peut s'affranchir de cet inconvénient non seulement quand il s'agit de raies très étroites, mais même dans le cas le plus général en mesurant photométriquement le rapport de l'intensité de la tache centrale à celle de ce que cette tache devient lorsque le milieu de la raie spectrale étudiée arrive précisément au centre du système d'anneaux. F. Croze.

SUR LES ÉTALONS DE LONGUEUR D'ONDE (1);

Par MM. Ch. FABRY et H. BUISSON.

Exactitude des étalons secondaires internationaux. — Lors de la réunion du Mont Wilson (1910), un certain nombre de lignes du fer, mesurées par interférence dans deux ou trois laboratoires, furent adoptées comme étalons secondaires internationaux. En même temps Kayser (2) communiquait des mesures faites par lui au moyen d'un réseau concave pour la détermination d'étalons tertiaires; ces mesures permettaient de comparer entre eux les étalons secondaires voisins. Kayser arrivait à cette conclusion que la série des étalons secondaires ne formait pas un ensemble parfaitement cohérent; quelques-uns seraient erronés par rapport aux voisins de quantités dépassant 0,010 angström. On pouvait alors se demander si les mesures interférentielles, très concordantes entre elles, donnaient bien les valeurs qui conviennent pour les mesures faites au moyen de réseaux. Kayser proposait, pour les étalons secondaires, des valeurs *améliorées*, obtenues en comparant chacun avec les voisins et cherchant à éliminer les erreurs locales.

Plusieurs recherches faites depuis n'ont pas confirmé ces résultats défavorables, et ont conduit à cette conclusion que les valeurs données par interférence sont parfaitement correctes, et identiques à celles qui conviennent pour le travail avec le réseau.

1° Goos a montré (3) que la plupart des écarts trouvés par Kayser tenaient à de légers défauts dans l'ajustement du réseau, qui empêchent le spectre d'être exactement normal. Tous les écarts de l'ordre de 0,003 à 0,005 A s'expliquent ainsi;

2° Goos a refait, soit au moyen d'un réseau plan, soit au moyen d'un réseau concave, la même comparaison entre étalons secondaires voisins, en prenant les précautions nécessaires pour que l'interpolation soit correcte; il a trouvé les étalons secondaires parfaitement cohérents entre eux.

---

(1) Rapport présenté à la réunion de l'Union internationale pour les recherches solaires (Bonn, août 1913).
(2) *Zeitschrift für Wiss. Phot.*, Band. IX, p. 173; 1911.
(3) *Zeitsch. für Wiss. Phot.*, Band X, p. 200; 1911.

3° Goos a fait [1], sur d'autres lignes que les étalons secondaires, des mesures interférentielles et des comparaisons, au moyen de réseaux, avec les étalons secondaires internationaux; il a trouvé une concordance parfaite.

4° Saint John et Ware ont fait aussi [2] avec un puissant appareil à réseau plan, des comparaisons entre étalons secondaires voisins; leur résultat est qu'il y a cohérence parfaite des valeurs internationales. Les valeurs *améliorées* de Kayser ne conviennent pas. En particulier, pour la ligne 6430, que Kayser trouvait erronée de 0,012, Saint John et Ware trouvent la valeur internationale exacte à 0,001 près. La conclusion de ce travail est que toutes les valeurs internationales forment un système parfaitement cohérent; entre 5371 et 6495, seule, la ligne 5434 serait erronée de 0,002 angström. A titre d'exemple, voici les valeurs trouvées pour cette raie, soit par interférence, soit au réseau en la comparant aux étalons secondaires voisins :

	Interférences					Réseau		
valeur internationale	Buisson et Fabry	Pfund	Eversheim	Goos	Burns	Kayser	Goos	St John et Ware
5 434,527	530	528	524	526	529	527	526	529

On voit, par cet exemple, combien les mesures sont concordantes;

5° Burns a refait des mesures à l'interféromètre [3], et a retrouvé les valeurs internationales à un très petit nombre de millièmes d'angström près. Il a fait aussi des comparaisons au réseau, et trouvé une très bonne concordance.

En résumé, les travaux faits depuis trois ans ont complètement confirmé l'exactitude des mesures faites à l'interféromètre. On ne peut soupçonner aucune divergence entre les valeurs obtenues à l'interféromètre et celles que donnent les réseaux.

Progrès des mesures d'étalons secondaires. — I. Vers les petites longueurs d'onde, la liste arrêtée en 1910 se terminait à 4 282. Pour les longueurs d'onde plus petites, nos mesures étaient alors les seules existantes.

Depuis cette époque, Eversheim a publié [4] des valeurs allant jus-

(1) *Zeitsch. für Wiss. Phot.*, Band XI, p. 305; 1912.
(2) *Astrophysical Journal*, vol. XXXVI; 1911.
(3) Voir ce volume, p. 457.
(4) *Annalen der Physik*, 4 folge, Band. XXXVI, p. 1071; 1911.

qu'à 3 370 ; elles sont, en général, en très bon accord avec les nôtres. Eversheim propose seulement pour trois lignes de prendre comme étalons d'autres lignes que les nôtres ; nous avons pu mesurer sur nos anciens clichés les raies proposées par Eversheim comme lignes de remplacement, et nous avons encore trouvé un très bon accord avec lui (1).

Pfund nous a communiqué en 1911 des valeurs trouvées par lui jusqu'à 3 640; ces mesures sont aussi en très bon accord avec les autres.

On pourra probablement, à la réunion de Bonn, décider quelques nouveaux étalons internationaux dans cette région.

Au-dessous de 3 370 nos mesures restent encore les seules existantes. Cette région est difficile. Le spectre du fer y contient un très grand nombre de lignes, et c'est là que se trouvent les plus grandes complications provenant des raies d'arc et des raies d'étincelle, qui sont toutes émises par l'arc, mais avec des intensités très différentes par les diverses parties de l'arc. A l'époque où nous avons fait nos mesures (1906 et 1907), ces particularités n'étaient pas connues; il n'existait pas de bonnes cartes du spectre du fer dans cette région ; enfin nos clichés étaient faits avec une dispersion insuffisante. Il ne serait pas surprenant que quelques-unes des raies mesurées par nous ne se trouvent pas être les mieux appropriées. Il est vivement désirable que les mesures soient reprises dans cette région où la plupart des métaux ont de très nombreuses lignes. De nouvelles déterminations sont actuellement en cours d'exécution par Burns, dans notre laboratoire.

II. Pour la région des grandes longueurs d'onde, les étalons internationaux s'arrêtent à 6 500. Burns a fait une belle série de mesures interférentielles s'étendant jusqu'à 8 800. Les procédés actuels de sensibilisation des plaques ont rendu relativement facile l'étude de cette région. Les lignes du fer n'y sont pas très nombreuses, ce qui permet d'employer un spectroscope peu dispersif et très lumineux. On doit espérer que d'autres observateurs ne tarderont pas à refaire les mesures dans cette région.

III. Dans la région 5 600-6 000, le spectre du fer ne fournit pas de bons étalons; les lignes un peu fortes sont larges. Nous avions, pour remplacer les lignes du fer, mesuré dans cette région quelques raies

---

(1) *Annalen der Physik*, 4 folge, Band XXXVIII, p. 245 ; 1912.

du nickel. Nous produisions l'arc entre deux tiges de ce métal, et les lignes ainsi obtenues nous avaient paru fines; nos mesures étaient très concordantes. Deux de nos lignes du nickel, mesurées par Eversheim, avaient donné un très bon accord avec nous. Les personnes qui se sont servi de ces lignes ne les ont pas trouvées bonnes, et nos valeurs n'ont pas semblé exactes (Goos). Cela tient peut-être à ce que l'on s'est servi non pas, comme nous, d'électrodes en nickel, mais de tiges de fer auxquelles on avait ajouté un peu de nickel. Cela est beaucoup plus commode pour les mesures, parce qu'une seule pose donne le spectre du fer et celui du nickel, tandis qu'avec des électrodes en nickel il faudrait une pose spéciale pour la région où les raies de ce métal sont prises comme étalons, mais il se peut que la présence de beaucoup de vapeur de fer dans l'arc rende les raies du nickel plus larges, et même les déplace légèrement.

On a pensé à l'emploi du baryum qui, dans cette région, donne des raies intenses, malheureusement peu nombreuses. Eversheim a mesuré trois de ces raies. Nous avons examiné par interférence les raies du baryum produites par un arc entre charbons; elles nous ont paru fines. On peut les produire aussi avec des tiges de fer sur lesquelles on a mis un peu d'un sel de baryum, ce qui donne à la fois les deux spectres. Malheureusement, il semble que les raies du baryum ainsi obtenues soient moins bonnes. De plus, la plus forte raie du baryum (5 535,5) se trouve presque confondue avec une bonne raie du fer, qui peut-être prise comme étalon; dans cette région, où les raies susceptibles d'être prises comme étalons sont fort peu nombreuses, chacun des métaux fer et baryum, pris séparément, peut en fournir une, mais les deux métaux pris ensemble n'en donnent pas.

En somme, aucun des métaux proposés ne convient parfaitement, et l'on n'en voit pas d'autre qui puisse convenir mieux. Parmi les solutions possibles on peut encore envisager les suivantes :

1° L'emploi du tube à néon, qui donne une lumière excessivement intense, avec de fortes lignes dans la région orangée et rouge. La première ligne est à 5 764 et à partir de là, vers les grandes longueurs d'onde, se trouvent des lignes assez régulièrement espacées; jusqu'à 6400, un seul intervalle atteint 88 angströms. Les lignes sont très fines, et fourniraient des étalons excellents. Un certain nombre de ces raies ont été mesurées par Priest [1] ; il serait peut-être désirable

[1] *Bulletin of Bureau of Standards*, vol. VIII, n° 4; 1911.

que ces mesures soient refaites. Malheureusement, l'emploi du tube à néon, dont l'usage est devenu industriel, serait en dehors des habitudes de beaucoup de spectroscopistes. Il est désagréable de se servir, pour une certaine région du spectre, d'une source de lumière tout à fait différente de celle que l'on utilise pour les autres régions ;

2° Dans la région ici considérée, le fer a quelques raies faibles qui, sans être aussi fines que celles que l'on trouve dans d'autres parties du spectre, sont cependant acceptables comme étalons. Plusieurs de ces lignes ont été mesurées, à l'interféromètre par Burns. Sans résoudre complètement la question, l'emploi de ces lignes pourra rendre des services. Il est désirable qu'elles soient mesurées de nouveau.

Variabilité des longueurs d'onde. — Il est bien connu que certaines lignes peuvent, sous diverses influences, s'élargir d'une manière dissymétrique ; il en résulte un déplacement du milieu de la raie, et par suite un changement apparent de longueur d'onde. Nous avons rencontré de pareilles lignes dans le spectre du fer dans notre travail sur la comparaison du spectre d'arc avec le spectre solaire (1910) ; certaines lignes s'élargissent beaucoup, d'une manière dissymétrique, lorsque l'intensité du courant dans l'arc augmente. Nous avons expliqué par cet effet l'écart anormal que ces lignes présentent entre le soleil et l'arc. L'élargissement disparaît, et la ligne prend sa position normale (abstraction faite de l'effet de pression) lorsque l'arc est produit dans le vide.

Ces phénomènes d'élargissement sont en relation avec l'effet de pression ; les lignes qui présentent ces phénomènes sont celles qui se classent dans une même catégorie sous le rapport de l'effet de pression.

Les effets de cette espèce, aussi bien élargissements dissymétriques que déplacements par la pression, doivent être pris en considération dans le choix des lignes normales. L'attention a été appelé sur ces points par Goos et par Saint-John et Ware.

Ayant entrepris de faire des mesures d'étalons tertiaires, Goos a trouvé que, pour certaines lignes, on n'obtenait pas toujours les mêmes valeurs de la longueur d'onde. Ces variations dépendent de l'intensité du courant, de la portion utilisée de l'arc et de sa longueur. Il est très curieux que les lignes qui présentent ces effets sont très inégalement réparties dans le spectre du fer : il y en a très

peu dans le violet et le bleu, tandis qu'elles sont très nombreuses dans le vert et le jaune. Goos a mis ces variations en évidence aussi bien par des mesures interférentielles que par des mesures au réseau; elles sont donc bien réelles, et non pas dues à quelque imperfection des méthodes de mesures. Quelques-unes des raies qui présentent ces effets au plus haut degré sont toujours larges, ce que la méthode interférentielle montre immédiatement par le manque de netteté des anneaux d'interférence, ainsi que nous l'avions constaté souvent dans nos mesures; de telles lignes ne doivent jamais être proposées comme étalons. Pour d'autres raies, les écarts sont extrêmement faibles et ne paraissent pas suffisants pour empêcher l'emploi des lignes comme normales.

Quant à l'explication de ces faits, Goos a proposé récemment une théorie qui les rattache directement aux effets de pression (1). D'après lui, dans la masse gazeuse de l'arc existerait une pression supérieure à la pression atmosphérique, variable d'un point à un autre de la masse gazeuse, variable aussi avec la longueur de l'arc et l'intensité du courant. Il paraît douteux que dans une petite masse gazeuse, entièrement à l'air libre, la volatilisation des électrodes puisse produire des écarts de pression atteignant une fraction notable d'atmosphère. Peut-être s'agit-il plutôt d'un effet spécial, lié à la présence d'un grand nombre de particules lumineuses, et non pas de molécules ordinaires, car l'effet semble croître avec tout ce qui augmente la luminosité.

Saint-John et Ware ont étudié la même question, mais en s'occupant surtout des effets de pression. Ils y furent amenés en comparant des mesures faites au mont Wilson (1 794 mètres) avec celles de Pasadena, ce qui correspond à une différence de pression de 1/5 d'atmosphère. Certaines lignes ont montré des différences systématiques, et ce sont justement celles qui, d'après Gale et Adams subissent de grands déplacements sous l'action de la pression. Ces mêmes lignes sont celles qui sont sujettes à se déplacer avec la longueur de l'arc et l'intensité du courant; aussi donnent-elles, indépendamment des effets de pression, des valeurs un peu différentes selon les observateurs. C'est ainsi que, pour plusieurs lignes, Burns a trouvé, dans des mesures interférentielles faites à Marseille, des valeurs qui s'accordent mieux avec celles du mont Wilson qu'avec

(1) *Zeitschrift für Wissenschaftliche Photographie*, XII, p. 259; 1913.

celles de Pasadena; il faut simplement en conclure que les conditions de l'arc employé par les deux observateurs n'étaient pas exactement les mêmes, et que cette différence a produit des écarts de même ordre que la différence de pression entre la montagne et la vallée.

Il y a évidemment lieu de tenir compte de ces faits dans le choix des étalons. Saint-John et Ware recommandent de n'employer que des lignes appartenant aux classes *a* ou *b* de Gale et Adams. Ces lignes donnent peu de déplacements par la pression, ne subissent que des changements symétriques sous les diverses circonstances de l'arc, enfin sont parmi les plus fines.

Naturellement, quand nous avons choisi les étalons secondaires (choix qui, pour la plupart des lignes, a été suivi par les autres observateurs), nous ne pouvions pas tenir compte de ces faits, qui n'étaient pas connus. Nous avons choisi seulement les lignes qui donnaient les meilleures interférences. Cela a suffi pour assurer, presque toujours, le meilleur choix. Dans la région qu'ils ont étudiée, Saint-John et Ware trouvent 17 étalons internationaux parfaitement appropriés. Ils en trouvent 4, entre 5 569 et 5 658 qui ne sont pas de la meilleure qualité; malheureusement, leurs tables montrent que, dans cette région, les lignes de la meilleure qualité font complètement défaut. La concordance excellente trouvée par les divers observateurs pour les valeurs de ces lignes, quoiqu'elles ne soient pas de la meilleure qualité, montre que leur emploi comme étalons est parfaitement légitime.

Il ne faut d'ailleurs pas oublier que la précision de 0,001 A, que recherchent la plupart des observateurs, est l'extrême limite de ce que l'on peut espérer obtenir; les bonnes lignes du fer ont environ 0,060 A de large, et cette précision correspond à $\frac{1}{60}$ de la largeur des raies. Lorsque nous avons entrepris, il y a huit ans, la détermination des étalons secondaires, notre espoir était d'arriver à une précision de 1 millionième en valeur relative (et non 0,001 angström, comme on l'a imprimé par erreur dans les Transactions du mont Wilson); cela correspondait à une précision de 0,005 A environ dans le spectre visible. Cet espoir a été largement dépassé. Il ne faudrait pas que ce succès fît espérer une précision impossible, et peut-être pas très utile. En général, les mesures d'étalons secondaires faites par interférence dans divers laboratoires concordent à 2 ou 3 millièmes d'angström. Goos a cherché à expliquer ces très petits écarts par

des différences dans les conditions de production de l'arc employé par les différents observateurs. Nous devons dire que cette explication nous paraît très douteuse ; les écarts ne sont pas plus grands pour les lignes considérées comme légèrement variables que pour les autres. Pour nous, la concordance est aussi bonne qu'on pouvait l'espérer.

Pour diminuer les écarts dus aux différences de conditions de l'arc, Goos propose de mieux définir les conditions d'emploi (diamètre des électrodes, longueur de l'arc, région utilisée, intensité du courant). Sans se faire d'illusions sur la précision avec laquelle chaque observateur suivra les prescriptions ainsi décidées, on peut dire que cela ne peut qu'améliorer la précision des mesures. Il faut, toutefois, remarquer avec Burns qu'il n'est pas facile de choisir un régime qui convienne pour toutes les régions du spectre. Dans le rouge, on est obligé d'employer des intensités de courant un peu fortes; ces intensités donnent, dans l'ultra-violet, des raies élargies et souvent renversées.

Étalons tertiaires. — Les mesures faites jusqu'ici sont celles de: Kayser, Goos, Saint John et Ware, Burns. Toutes ces mesures sont faites par interpolation, en partant des étalons secondaires mesurés par interférence. Les unes ont été faites au moyen d'un réseau concave, d'autres avec un réseau plan.

De l'expérience acquise pendant ces trois dernières années, on peut conclure qu'au point de vue de la précision des mesures le réseau concave ne présente aucun avantage sur le réseau plan. La dispersion du réseau concave est théoriquement normale; pratiquement elle ne l'est que si l'ajustement est parfait, et cette perfection n'est jamais atteinte. On est donc obligé, aussi bien pour le réseau concave que pour le plan, de tracer une courbe de correction en employant le plus grand nombre possible de raies normales.

Le progrès des mesures d'étalons tertiaires a été limité par: 1° le manque d'étalons secondaires définitifs dans certaines régions; 2° le manque de lignes du fer propres à servir d'étalons tertiaires dans d'autres régions.

Au-dessous de 3 200, Burns a fait des mesures en partant de nos valeurs des étalons secondaires. Entre 3 200 et 4 200 il a pu employer nos nombres et ceux de Eversheim; il est probable, que, dans cette région, les résultats sont satisfaisants.

A partir de 4 200, toutes les mesures ont été faites en partant des

valeurs internationales. Il est probable qu'un certain nombre de lignes pourront être adoptées comme étalons tertiaires internationaux.

Au delà de 6500, Burns a fait des mesures, jusqu'à 8 800, en partant des étalons secondaires mesurés par lui.

En outre du spectre du fer, plusieurs autres spectres ont été mesurés dans l'échelle internationale, principalement à Bonn. Même si la plus haute précision possible n'a pas encore été atteinte à cause du manque d'étalons secondaires définitifs, ces mesures constituent un progrès très important sur les données numériques antérieures. Comme l'a remarqué Kayser, on a gagné un chiffre décimal, et quelquefois deux.

Utilité d'avoir des étalons secondaires plus nombreux mesurés par interférence. — L'expérience de ces trois dernières années a montré qu'il serait très désirable d'avoir un plus grand nombre d'étalons secondaires déterminés par interférence. L'interpolation dans un spectre de réseau, lorsque les lignes normales sont un peu éloignées, n'est pas aussi facile qu'il semblait. Avec une dispersion de 1 millimètre par angström, souvent atteinte aujourd'hui, et des lignes normales placées tous les 50 A, il faut faire l'interpolation sur des longueurs d'environ 5 centimètres ; les mesures de longueur doivent atteindre une précision de l'ordre du micron, et le moindre écart dans la normalité de la dispersion produit des erreurs notables. Les mesures seraient énormément facilitées si les normales étaient plus rapprochées, par exemple tous les 10 angströms. D'autre part, Burns a fait remarquer qu'il serait désirable d'avoir des étalons secondaires d'intensités très différentes : il est difficile de comparer dans un spectre des lignes d'intensités très diverses, car si les lignes faibles sont normalement posées, les fortes sont surposées et inutilisables; si les fortes ont la pose normale, les faibles sont absentes.

On serait donc conduit à mesurer par interférence non pas le nombre de lignes strictement indispensable, comme on avait cru devoir le faire au début, mais un nombre de lignes beaucoup plus grand. Cela n'est nullement un travail irréalisable. Les mesures par interférence sont, à certains points de vue, plus faciles qu'au moyen de réseau. Chaque raie est mesurée indépendamment des autres, sans avoir à utiliser des raies normales voisines; on peut faire la comparaison avec une ou plusieurs raies placées n'importe où dans le spectre. Il est vrai que l'appareil interférentiel fait perdre de la

lumière, de sorte que, si l'appareil dispersif est le même, les temps de pose sont augmentés; mais, si l'on se sert des interférences, l'appareil dispersif ne sert plus qu'à séparer les phénomènes produits par les diverses lignes; son pouvoir de définition et sa dispersion n'interviennent pas dans l'exactitude des résultats. On peut, par suite, employer un spectroscope peu dispersif et très lumineux. C'est ainsi que, dans ses mesures interférentielles sur la région 5 400-8 800 Burns a employé un spectroscope à prismes, et les temps de pose ont été plus courts que dans ses mesures de la même région faites au moyen d'un réseau. L'influence des variations de température, qui est une des grandes difficultés dans les mesures faites au moyen du réseau, est très facile à éliminer dans le cas des mesures interférentielles. Un comparateur très peu précis suffit pour les mesures par interférence, tandis qu'il faut un instrument de haute précision pour mesurer les spectres de réseau.

On peut conclure en disant qu'il serait désirable de mesurer par interférence au moins 5 à 600 lignes dans le spectre du fer. C'est, malgré tout, un long travail, pour lequel plusieurs laboratoires sont outillés, mais pour lequel des ressources seraient nécessaires.

ABSORPTION DE RAYONS RÖNTGEN HOMOGÈNES PAR LES GAZ ET LES VAPEURS;

Par M. R.-C. GOWDY.

L'absorption des rayons X par les gaz a été étudiée par Rutherford [1], il mesurait la diminution du pouvoir ionisant d'un faisceau de rayons primaires, produite par le passage de ce faisceau à travers une épaisseur donnée de gaz. Le coefficient d'absorption λ se déduisait de l'équation :

$$I = I_0 e^{-\lambda d},$$

I étant l'ionisation produite après le trajet du faisceau à travers une épaisseur d de gaz, I_0 l'ionisation qui correspondrait à une absorption nulle.

---

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, vol. XCIII, p. 241; 1897.

Le coefficient λ est une constante pour un rayonnement homogène, l'équation ne s'applique plus si ce dernier est hétérogène.

Les rayons primaires employés par Rutherford étaient hétérogènes, et ses déterminations n'indiquent guère plus que l'ordre de grandeur du coefficient d'absorption ; ce travail a pour but de déterminer les coefficients d'absorption dans des gaz variés, en employant un rayonnement homogène.

Barkla (1) a montré que les éléments plus lourds que le fer donnent des rayonnements à peu près homogènes. Les rayonnements secondaires produits par différents métaux, permettent d'avoir toute une gamme de pouvoirs pénétrants, et ils sont de plus indépendants du caractère de la radiation primaire qui les excite. Les rayons secondaires homogènes du fer, du nickel, du cuivre, du zinc, de l'arsenic, du cadmium et de l'étain ont été employés au cours de mes expériences. Des essais préliminaires m'ont montré qu'avec un réglage convenable du tube à rayons X, les rayonnements secondaires produits étaient d'une pureté suffisante pour donner des résultats définis et exacts.

MÉTHODE ET APPAREILS.

Pour mesurer l'ionisation, j'ai employé une méthode de compensation.

La *fig.* 1 représente un schéma de l'appareil : les deux chambres d'ionisation A et B reçoivent le rayonnement secondaire S produit par un radiateur R; le rayonnement, avant de pénétrer dans A, traverse le cylindre C dont les deux bases sont en papier fixé sur de la toile métallique, C peut être soit vide, soit rempli du gaz ou de la vapeur à étudier. Au-dessous de B se trouve un diaphragme de plomb D d'épaisseur variable.

Les deux chambres sont à des potentiels égaux et de signe contraire, les deux électrodes sont reliées ensemble et en communication avec un électroscope Beatty (2).

Quand des ionisations égales sont produites dans les deux chambres A et B, l'électroscope reste au zéro ; en ouvrant ou en fermant le diaphragme de plomb, on ramènera donc la feuille d'or à

(1) Barkla, *Phil. Mag.*, août 1910, p. 370-379.
(2) Beatty, *Phil. Mag.*, vol. XIV, p. 604; 1907.

cette position. Le diaphragme a été étalonné ; il était facile de déterminer, au moyen de la courbe d'étalonnage, la fraction du rayonnement total qu'un déplacement donné du diaphragme faisait pénétrer dans la chambre d'ionisation.

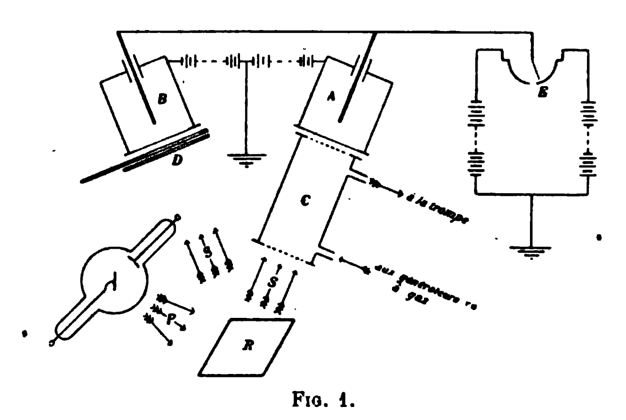


Fig. 1.

Les essais préliminaires ont montré que la compensation n'était pas détruite par les faibles variations d'intensité et de dureté capables de se produire pendant une expérience. Ceci indique que le caractère et la distribution des rayons secondaires sont suffisamment constants pour ces expériences.

Les mesures se faisaient de la façon suivante : le cylindre était vidé, et le diaphragme réglé de façon que la feuille de l'électroscope soit au zéro, on introduisait alors dans C le gaz ou la vapeur à étudier, et le diaphragme était réglé à nouveau pour ramener la feuille d'or au zéro. Des deux positions repérées du diaphragme, et de la courbe de calibrage, on déduisait le rapport $I_0 : I$ et, la longueur du cylindre étant connue, on calculait le coefficient d'absorption par la formule :

$$\lambda = \frac{1}{d} \log_e \frac{I_0}{I}.$$

Dans le cas des vapeurs, C étant vidé et l'électroscope au zéro, on introduisait de l'air qui passait au préalable dans un barboteur de Liebig rempli du liquide générateur. Le diaphragme était ensuite réglé de façon à ramener au zéro la feuille d'or de l'électroscope. Pour avoir le poids du liquide vaporisé, il suffit de connaître le poids de l'ampoule avant et après le passage de l'air ; la

densité de la vapeur étant connue, le volume de la vapeur introduite peut se calculer. Une correction est nécessaire, car il faut tenir compte de l'absorption due à l'air, qui a servi à entraîner la vapeur; pour justifier cette correction, j'ai fait des expériences qui m'ont montré que l'absorption produite par un gaz est proportionnelle à la pression, les résultats de ces expériences sont donnés par la courbe de la *fig.* 2.

Résultats. — Dans le tableau I ont été groupés les coefficients d'absorption de sept gaz et six vapeurs, pour cinq différents rayonnements secondaires émis par le fer, le nickel, le cuivre, le zinc et l'arsenic; je donne comme comparaison le coefficient d'absorption de l'aluminium.

L'absorption par l'hydrogène de rayons plus durs que ceux émis par le fer, m'a donné des résultats trop faibles pour être mesurables.

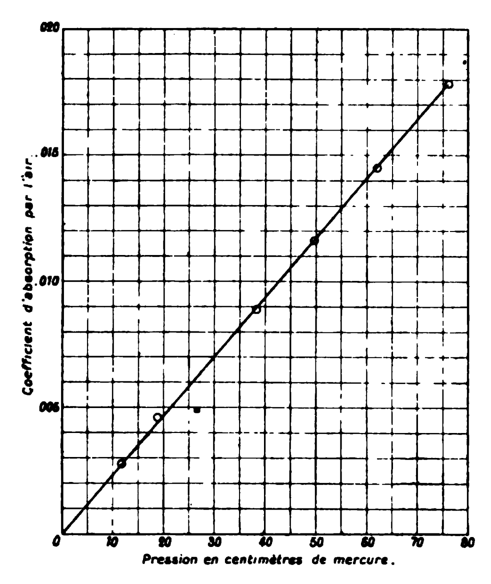


Fig. 2.

L'absorption étant fonction du poids atomique, aussi bien que de la densité ρ de la substance absorbante, il est commode d'exprimer l'absorption en fonction de $\frac{\lambda}{\rho}$; l'absorption est alors exprimée par unité de masse au lieu de l'être par unité d'épaisseur, et cela montre

de façon frappante la variation du pouvoir absorbant avec la nature du milieu.

Les valeurs de $\frac{\lambda}{\rho}$ calculées en partant des résultats groupés dans le tableau I se trouvent dans le tableau II.

TABLEAU I. — *Coefficients d'absorption.*

Température 20° C. Pression 760

Gaz	Fe rad.	Ni rad.	Cu rad.	Zn rad.	As rad.
Air	0,0178	0,0122	0,0099	0,0082	0,0093
O^2	0,0250	0,0173	0,0141	0,0115	0,0125
Az^2	0,0135	0,0093	0,0076	0,0061	0,0071
CO^2	0,0266	0,0185	0,0149	0,0122	0,0130
H^2	0,0003	—	—	—	—
H^2S	0,111	0,092	0,079	0,067	0,054
C^2H^2	0,0087	0,0059	0,0048	0,0039	0,0048
CS^2	0,150	0,112	0,092	0,077	0,072
$C^4H^{10}O$	0,0236	0,0159	0,0131	0,0105	0,0118
$(CH^3)^2CO$	0,0225	0,0153	0,0124	0,0091	0,0122
$CHCl^3$	0,310	0,240	0,200	0,166	0,147
C^2H^5I	0,641	0,523	0,452	0,382	0,319
C^2H^5Br	0,244	0,200	0,172	0,145	0,120
Al	316	146	118	98	86

TABLEAU II

Gaz	Fe rad.	Ni rad.	Cu rad.	Zn rad.	As rad.
Air	14,8	10,1	8,2	6,8	7,7
O^2	18,8	12,8	10,4	8,5	9,2
Az^2	11,5	7,8	6,3	5,1	5,8
CO^2	14,5	10,1	8,1	6,7	7,4
H^2	3,6	—	—	—	—
H^2S	78	65	56	47	38
C^2H^2	8	5,5	4,4	3,6	4,4
CS^2	43,7	35,3	29	24,3	22,7
$C^4H^{10}O$	7,6	5,1	4,2	3,4	3,8
$(CH^3)^2CO$	9,6	6,5	5,3	3,9	5,2
$CHCl^3$	62	48	40	33	29
C^2H^5Br	54	44	38	32	26
C^2H^5I	99	81	70	59	49

Discussion. — Pour les gaz et les vapeurs étudiés, les coefficients d'absorption décroissent dans l'ordre suivant : fer, nickel, cuivre, zinc ; et les coefficients d'absorption de deux radiations quelconques (fer et zinc par exemple) sont approximativement dans le même rapport pour tous les gaz ou vapeurs. La constance de ce rapport est

plus parfaite pour les milieux de poids atomiques approximativement égaux que pour ceux ayant des poids atomiques très différents. Ainsi dans le cas de l'air, de l'azote, de l'oxygène, de l'anhydride carbonique, de l'acétylène et de l'acétone, on obtient des rapports de coefficients d'absorption à très peu de chose près les mêmes, tandis qu'avec les autres corps, il y a moins d'uniformité.

L'examen des coefficients d'absorption, déterminés dans le cas du rayonnement de l'arsenic, montre que les gaz et les vapeurs peuvent se diviser en deux classes : l'une pour laquelle le rayonnement de l'arsenic est moins absorbé que celui du zinc, et l'autre pour laquelle le contraire a lieu. A cette dernière appartiennent des gaz et des vapeurs contenant des éléments plus légers que l'aluminium, tandis que la première contient des éléments à poids atomique plus grand que 27.

Les coefficients d'absorption de toutes les substances, pour les rayonnements de pouvoir pénétrant croissant de manière continue, iront en décroissant à mesure que croîtra le pouvoir pénétrant des rayons. Barkla [1] a montré que la diminution, pour deux substances quelconques, est telle qu'il se maintient un rapport constant entre les coefficients, quand il n'y a pas de radiation caractéristique excitée par l'une ou l'autre ; mais, quand le rayonnement devient suffisamment dur pour que cela puisse se produire pour l'une des deux, la constance du rapport n'a plus lieu, et la variation se produit de façon à indiquer une absorption anormalement forte pour cette dernière.

Les résultats ci-dessus indiquent par suite que l'arsenic émet un rayonnement mou, suffisamment dur pour exciter le rayonnement caractéristique d'éléments de poids atomique un peu moindre que celui de l'aluminium, mais incapable de le faire pour des éléments lourds. Un semblable rayonnement mou n'existe pas dans le rayonnement émis par le fer, le nickel, le cuivre et le zinc, ou, s'il existe, il ne peut exciter la radiation caractéristique des gaz et vapeurs plus légers.

Les déterminations des coefficients d'absorption de l'air, de l'anhydride carbonique et du bromure d'éthyle ont été exécutées en employant les rayonnements durs du cadmium et de l'étain.

Les résultats groupés dans le tableau III nécessitent aussi quelques explications.

---

(1) *Loc. cit.*, p. 623.

TABLEAU III.

Gaz	As rad.	Cd rad.	Sn rad.
Air	0,009	0,003	0,004
CO^2	0,014	0,005 —	0,005 +
C^2H^5Br	0,120	0,081	0,084
Rapports	As rad.	Cd rad.	Sn rad.
$\frac{\lambda_{CO^2}}{\lambda_{air}}$	1,6	1,6	1,4
$\frac{\lambda_{C^2H^5Br}}{\lambda_{air}}$	14	37	47

Le rapport $\frac{\lambda_{CO^2}}{\lambda_{air}}$ est constant pour ces rayonnements. Aucun rayonnement n'est excité dans l'un ou l'autre gaz par ces deux métaux, qui ne l'est par l'arsenic. Mais on peut voir que le rapport $\frac{\lambda_{C^2H^5Br}}{\lambda_{air}}$ est trois fois plus grand pour l'un et l'autre que pour l'arsenic. Le rayonnement caractéristique du brome n'est pas excité par le rayonnement de l'arsenic, mais l'est par ceux du cadmium et du zinc. L'absorption excessive de ces rayonnements durs par le brome, est en relation avec l'émission de rayons tertiaires par le brome.

Les erreurs dans la détermination des coefficients d'absorption pour les rayons de l'étain et du cadmium, sont bien plus grandes que pour les rayons plus mous, par suite de la moins grande pureté et de la moindre intensité des rayons plus durs, et de la plus faible absorption qui a lieu, mais les effets observés sont beaucoup trop considérables pour être dus à des erreurs expérimentales.

SOMMAIRE ET CONCLUSION

Lcs coefficients d'absorption de rayons X secondaires, de pouvoirs pénétrants variables, ont été mesurés pour sept gaz et six vapeurs.

Les relations entre ces coefficients ont été indiquées et expliquées. suivant les lois énoncées par Barkla, qui sont en accord avec ces expériences.

Il a été possible de mettre en évidence un rayonnement mou par les éléments plus légers que l'aluminium, ce rayonnement est excité par un rayonnement mou émis par les éléments plus lourds que le zinc.

L'auteur désire exprimer au professeur Langevin ses bien sincères

remerciements pour l'intérêt qu'il lui a montré au cours de son travail, ainsi que pour l'accueil qu'il lui a fait dans son laboratoire.

LA TONOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE DES SOLUTIONS ET LA THÉORIE D'ARRHÉNIUS (1);

Par M. Eugène FOUARD.

Les présentes recherches m'ont été suggérées par la discussion des faits que j'avais exposés antérieurement dans une étude osmométrique des solutions salines.

On sait que, d'après la théorie d'Arrhénius, la pression osmotique, exercée par une molécule-gramme d'un électrolyte à 2 ions, doit être double de celle d'un composé organique, à dilution infinie : le poids moléculaire osmométrique d'un sel, tel que le chlorure de potassium, serait alors la moitié de sa valeur chimique M.

Or, mes observations avaient abouti, non au nombre prévu, mais exactement à M : l'apparition de ce résultat précis, d'une interprétation physique si simple, quoiqu'en désaccord avec l'hypothèse des ions électrolytiques, supposerait un concours bien singulier de causes d'erreurs expérimentales ; une telle coïncidence m'a donné l'idée de comparer mes mesures osmométriques avec celles, réalisées à la même température (20°-22°), de la différence des tensions de vapeur de l'eau et de la solution ; le raisonnement de Nernst relie, en effet, cette grandeur à celle de l'osmose de la façon suivante : la dépression tonométrique doit être égale au poids d'une colonne de vapeur saturée dont la hauteur serait celle de la solution soulevée par la pression osmotique ; de plus, il faut que cette relation quantitative d'équilibre soit toujours réalisée, quelle que soit la concentration en matière dissoute, que la solution soit concentrée ou qu'elle soit étendue.

En fait, la tonométrie, pas plus que l'osmométrie, n'a été jusqu'ici l'objet d'une étude expérimentale directe et systématique, particulièrement appliquée au solvant eau, à la température ordinaire.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 4 avril 1912.

J'ai entrepris, dans ces conditions, avec la collaboration de M. de Tonnay-Charente, l'étude d'une technique donnant directement la différence des tensions de vapeurs de l'eau pure et d'une solu-

Fig. 1.

tion [1]. Le tonomètre (*fig.* 1), entièrement en verre, est constitué par deux chambres de vapeur, de capacités égales; chacune d'elles est formée d'un ballon de 200 centimètres cubes, relié, au moyen d'un rodage noyé dans un bain de mercure, à un tube latéral recourbé qui débouche dans la branche verticale d'un circuit tubulaire fermé; celui-ci forme à sa partie inférieure un U aux deux branches juxtaposées, contenant de l'huile de vaseline desséchée à 100° dans le vide et dont la densité, à 22°, est 0,861 ; à la partie supérieure, sont

---

(1) Eugène Fouard, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. LCVI, n° 8, p. 622.

deux robinets parfaitement rodés limitant les deux chambres de vapeur; au sommet, un tube de dégagement relie le tonomètre à l'appareil à vide. La dénivellation des deux ménisques d'huile, de l'ordre de 10 millimètres, s'accomplit sous l'action directe des deux pressions de vapeur exercées, dans l'un des ballons, par l'eau pure, dans l'autre, par la solution, et donne ainsi leur différence $f - f'$; celle-ci a été mesurée au $\frac{1}{10}$ de millimètre d'huile, c'est-à-dire à $\frac{1}{158}$ millimètre ou 6μ,33 de mercure; cette sensibilité d'évaluation nécessite une élimination parfaite des causes aberrantes.

A cet égard, la forme symétrique, les dimensions réduites de l'appareil, les volumes relativement grands des deux ballons et de leurs contenus liquides, chacun de 100 centimètres cubes, annulent ici l'effet d'un changement de concentration : en effet, ces volumes n'ont jamais été diminués, par évaporation dans le vide, que de $\frac{1}{10}$ à $\frac{2}{10}$ de centimètre cube; les dénivellations ne sont donc altérées que de $\frac{1}{1\,000}$ à $\frac{2}{2\,000}$ de leur valeur, quantité non mesurable à l'expérience.

Ces conditions permettent, de plus, d'éviter l'erreur attribuée par Raoult (¹) au dispositif de Dieterici, dans lequel la surface hygroscopique du verre, cause d'altération des tensions f et f', est 200 à 300 fois plus grande que celle du liquide émettant sa vapeur; ce rapport de surfaces n'est, dans notre appareil, que de deux environ, abaissé à son minimum possible. D'ailleurs, on a vérifié que le verre n'a plus ainsi aucune influence; pour cela, la même expérience a été effectuée dans des états distincts : dans l'un, les deux surfaces des chambres de vapeur ont été parfaitement nettoyées; dans un autre, on a enduit toutes les surfaces avec une solution à 1 0/0 d'huile de vaseline dans l'éther, ce qui recouvre le verre, après dessiccation, d'une couche graisseuse uniforme d'épaisseur extrêmement petite; enfin, dans un troisième essai, l'une des chambres seule est enduite, l'autre, nettoyée complètement. Dans tous les cas, les mesures ont donné le même nombre, montrant l'annulation de l'effet d'hygroscopicité supposé par Raoult.

Mais la mise au point de la méthode actuelle m'a permis de préciser des difficultés inhérentes à la présence de l'air résiduel.

(¹) RAOULT, *Tonométrie*, p. 21.

D'abord, la dénivellation d'huile inégalise les deux volumes de vapeur, et par suite les pressions de ce gaz enfermé dans chacune d'elles ; cela nécessitait, dans les expériences antérieures de Bremer [1], opérant avec un vide moyen, un terme correctif pour chacune des deux pressions opposées. En outre, il est impraticable de faire bouillir préalablement, à 100°, les deux liquides en place dans l'appareil ; l'eau pure, condensée alors sur les parois, altère la tension de vapeur à mesurer et émulsionne l'huile du tube manométrique, modifiant à la fois sa densité et la forme de ses deux ménisques. Si, d'ailleurs, l'ébullition est pratiquée en dehors du tonomètre, le transvasement nécessaire, au contact de l'air, fait rentrer dans les liquides du gaz dissous. Or, 100 centimètres cubes d'eau dissolvent, à 15°, $2^{cmc},2$ d'air à la pression de 760 millimètres; si, comme dans les expériences présentes, une telle masse de gaz s'échappe dans un vide de $\frac{1}{10}$ millimètre de Hg, elle occupe, sous cette faible pression, le volume considérable de 16.800 centimètres cubes ; donc, toute fraction de cet air dissous, s'il est incomplètement et inégalement extrait de chaque liquide, se dégageant dans la capacité limitée de 110 centimètres cubes environ de chaque chambre de vapeur, peut donner naissance à une pression « parasite » distincte, qu'on ne saurait évaluer rigoureusement, en vue d'une correction finale.

Ces inconvénients inévitables ont bien été constatés, et nous ont conduits, d'abord, à pratiquer l'ébullition des deux liquides, en place dans l'appareil, à la température ordinaire, pendant quinze à vingt minutes ; mais nous allons nous rendre compte, d'une façon précise, que, dans cette ébullition, une fraction seulement de l'air dissous s'est dégagée et que le gaz résiduel ne s'en échappe qu'avec une vitesse extrêmement faible ; l'extraction ne s'y accomplit même pas uniformément dans les deux liquides ; elle avance plus rapidement dans l'eau que dans la solution, surtout celle de sucre, ce qui fait penser que la viscosité particulière de chaque liquide oppose une résistance déterminée à cet échappement gazeux. Ces circonstances imprévues nous ont fait adopter le dispositif suivant : un vide constant est effectué dans le tonomètre par une pompe à mercure de Moulin, à $\frac{1}{10}$ de millimètre de Hg, mesuré au moyen d'une jauge

(1) Bremer, *Recueil des Travaux chimiques des Pays-Bas*, 1887.

de Mac Leod, qui permet de suivre avec précision l'extraction des traces résiduelles de gaz ; la canalisation comprend encore un tube barométrique à mercure, indicateur qualitatif de stabilité du vide, un tube dessécheur, à ponce chargée d'anhydride phosphorique; on y ajoute enfin une éprouvette cylindrique horizontale contenant, sur son fond, du mercure, et placée au-dessus du tonomètre, en communication directe avec lui, par sa tubulure latérale. Ces appareils sont reliés en un seul circuit à vide, parfaitement hermétique, au moyen de tuyaux de plomb de petit diamètre, avec joints au mastic de Golaz. Le tonomètre lui-même est plongé dans un cylindre de verre de grande dimension qu'on remplit d'eau; les deux robinets sont ainsi complètement submergés.

Dans ce dispositif, les difficultés que nous venons d'énoncer, dans l'éxtraction progressive de l'air, se manifestent sous les aspects suivants :

Après que les deux liquides sont entrés en ébullition dans le vide, à la température du laboratoire, on ferme les deux robinets ; on observe alors le départ continu de bulles gazeuses microscopiques, dans les deux liquides, pendant vingt-quatre à trente-six heures, et qui cessent d'abord dans l'eau pure; les variations concomitantes de la jauge indiquent que c'est bien de l'air résiduel qui s'échappe lentement. Quand ce dégagement n'est plus visible, l'équilibre n'est cependant pas encore atteint; si, en effet, pendant deux ou trois jours, on manœuvre, de temps à autre, les deux robinets, pour procéder à des éclusées successives, on constate toujours à la jauge un accroissement subit de pression; celui-ci n'est pas dû à quelque fuite, car ladite variation finit par disparaître. Cependant, à ce moment, les deux robinets étant fermés, si on coule à l'intérieur, au-dessus de chacun d'eux, une petite colonne de mercure, en inclinant l'éprouvette cylindrique, les deux robinets deviennent intérieurement et extérieurement noyés ; en fait, ils n'existent plus, et les deux atmosphères de vapeurs sont strictement closes. Il suffit maintenant d'agiter fortement l'appareil, laissé jusqu'ici immobile, pour voir la dénivellation s'atténuer, devenir nulle, et même prendre une valeur maxima en sens inverse, de quelques millimètres; alors les deux niveaux sont enfin absolument invariables : une trace finale de gaz dissous avait donc échappé à l'extraction, en raison de son adhérence extrême aux molécules liquides, dans les couches profondes de la solution; une agitation énergique a seule permis sa

diffusion rapide et sa répartition dans l'atmosphère gazeuse jusqu'à équilibre définitif. C'est là une cause d'erreur qui doit être notablement influente dans les observations trop rapides qui ont été faites jusqu'ici.

Ces diverses observations fixent d'une façon définitive la technique que nous allons décrire :

Le tonomètre étant d'abord isolé, on y introduit l'huile de vaseline, les deux ballons étant enlevés et remplacés par des bouchons de caoutchouc ; on fait un vide à la trompe à eau sur la colonne d'huile, pour éliminer les traces d'air ou d'humidité contenues dans sa masse ou adhérentes à la surface du verre ; elles se dégagent d'abord en bulles volumineuses abondantes, diminuant lentement, jusqu'à disparition totale, après douze à dix-huit heures de vide.

On monte alors les deux ballons contenant, l'un, 100 centimètres cubes d'eau pure, l'autre, 100 centimètres cubes de solution normale de sucre ou de KCl ; on fait bouillir les deux liquides pendant quinze à vingt minutes, à la température ordinaire, les deux robinets ouverts, dans le vide humide de la trompe à eau, en agitant énergiquement l'appareil. A partir de ce moment, et pour limiter l'évaporation des liquides, les deux robinets seront fermés, et on ne les ouvrira qu'instantanément, par éclusées, en renouvelant fréquemment les secousses. Après deux jours de ce régime, les deux robinets étant toujours fermés, alors que la majeure partie des gaz dissous s'est échappée, on immerge le tonomètre dans son récipient rempli d'eau et on le fixe à la canalisation de la pompe Moulin ; on pousse le vide à $\frac{1}{10}$ de millimètre de mercure, mesuré à la jauge ; on agite de temps en temps l'appareil dans son bain d'eau, en rétablissant le même degré de vide tant que, à la suite de chaque éclusée, une extraction minime d'air se manifeste à la jauge. Lorsqu'on constate qu'il n'y a plus aucun dégagement, la pression résiduelle est devenue définitivement la même dans les deux chambres de vapeur ; on ferme une dernière fois les deux robinets, on les obture intérieurement au mercure. La mesure de la dénivellation d'huile, réalisée presque instantanément, peut être relevée, en toute certitude, dans un seul champ de lunette du cathétomètre, en même temps que la température du bain d'eau, uniforme dans toute sa masse, évaluée au $\frac{1}{100}$ de degré. La durée totale d'une expérience ainsi conduite est

de six à sept jours. Les solutions normales de KCl et de sucre employées ont été dosées avant et après l'emploi dans le tonomètre ; de plus, pour la saccharose, et à cause des résultats, imprévus *a priori*, acquis sur ce composé, on a vérifié, par le procédé classique à la liqueur de Fehling, que le sucre, par son séjour prolongé dans le vide, n'avait été aucunement modifié par une hydrolyse de cause quelconque, — celle d'une fermentation anaérobie, par exemple, — qui aurait augmenté le nombre de ses molécules. Enfin, il faut remarquer que l'adoption d'un vide constant de $\frac{1}{10}$ de millimètre de Hg supprime complètement le terme correctif de Bremer, en le rendant négligeable.

On a ainsi obtenu la série de résultats suivants, où, à chaque température t, correspond la dénivellation $f - f'$, en millimètres d'huile de vaseline :

Sucre	t	19° 74	20° 72	20° 61	20° 83	21° 95	21° 95	22° 03	22° 41	22° 61
	$f - f'$	6,6	7,2	7,4	7,4	8,2	8,2	8,2	8,5	8,8
KCl	t	20° 97	21° 71	21° 62	21° 74	22° 16	22° 01	22° 63	22° 81	
	$f - f'$	7,8	8,3	8,4	8,4	8,8	8,9	9,7	9,8	

Les nombres indiqués ne diffèrent, du sucre au KCl, que de quelques dixièmes de millimètre, ce qui, dans l'osmomètre schématique de Nernst, équivaut approximativement à l'égalité des pressions osmotiques des solutions normales de ces deux composés.

Comparons ces valeurs à celles prévues par la théorie osmotique de Nernst, en les adaptant, d'autre part, au mode de détermination tonométrique du degré de dissociation ionique α, d'après Raoult et Arrhénius :

Selon ces auteurs (¹), étant donnée une solution dans 100 grammes d'eau de n molécules-grammes d'un électrolyte à deux ions, le quotient de sa *diminution moléculaire de tension*, $\Delta = \frac{f - f'}{fn}$, mesurée à 100°, par le nombre $\delta_{100} = 0,185$, représente la quantité $1 + \alpha$. La constante 0,185 est la limite vers laquelle tend, pour les solutions organiques, la valeur expérimentale Δ, quand la dilution augmente sans cesse : c'est donc l'action théoriquement exercée à 100° par

(¹) Raoult, *Tonométrie*, p. 85.

une molécule-gramme dissoute, *supposée en solution infiniment étendue, c'est-à-dire suivant exactement la loi de Van't Hoff.* Sa valeur change d'ailleurs, comme je l'ai précisé (1), avec la température; par suite, le nombre δ_{100} ne s'applique pas au calcul de α de nos expériences actuelles.

A défaut d'une détermination identique d'un coefficient δ_t, à toute autre température, par les mesures tonométriques directes, l'adaptation de la théorie de Nernst nous permet d'évaluer, à 22°, par exemple, le diviseur homologue δ_{22}, au moyen des seules données de l'osmométrie : en effet, d'après la règle d'Arrhénius-Raoult, rappelée ci-dessus, il suffit d'appliquer la loi de Van't Hoff à la molécule-gramme dissoute pour déterminer la pression osmotique théorique qu'elle exerce dans une solution de concentration quelconque, normale, si l'on veut ; pour cela on calcule d'abord la hauteur de solution à l'équilibre, puis le poids de vapeur d'eau saturée, à 22°, sur une hauteur égale ; ce poids p figure, comme on sait, la différence théorique des deux tensions, qui serait équilibrée, dans un tonomètre différentiel, par une colonne d'huile de vaseline de hauteur *calculée* h. D'autre part, on a obtenu, par l'expérience directe, pour la solution normale, à la même température (22°), une hauteur H. L'application pure et simple du mode de calcul de Raoult-Arrhénius, exposé ci-dessus, donne alors :

$$1 + \alpha = \frac{H}{fn} : \frac{h}{fn},$$

et, comme, pour la même solution et la même température, f et n sont communs, on a simplement $1 + \alpha = \frac{H}{h}$. On atteint ainsi aux valeurs (h) suivantes, à 22°, pour les solutions de KCl et de sucre, de densités différentes, d_{KCl} et d_{sucre}, valeurs groupées ici avec celles de l'expérience (H) du tableau qui précède :

ClK.....	$d = 1,039$	$p = 0^{gr},458$	$h = 5^{mm},33$	$H = 8^{mm},9$
Sucre...	$d = 1,140$	$p = 0^{gr},420$	$h = 4^{mm},88$	$H = 8^{mm},2$

Remarquons ici, tout d'abord, que les concentrations en substance dissoute sont, dans ces deux solutions normales, absolument du même ordre de grandeur que celles auxquelles Raoult et Arrhénius

(1) E. Fouard, *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, t. LCVI, n° 23, p. 1761.

attribuent [1], en l'évaluant comme on vient de le voir, un degré de dissociation ionique. Avec le KCl, notre évaluation tonométrique, conforme à celle des fondateurs, aboutit à

$$1 + \alpha = \frac{8,9}{5,33} = 1,67$$

dont l'interprétation est classique : c'est l'estimation d'un degré α égal à $\frac{67}{100}$, valeur tout à fait admise, dans notre conception actuelle ; par contre, dans le cas de sucre, à moins de supposer, dans ce premier examen, que notre technique convient à l'électrolyte, et est défectueuse, — circonstance bien singulière — pour le saccharose, une majoration identique apparaît, égale à $\frac{8,2}{4,88}$, soit 1,68 : l'application strictement conforme de la règle tonométrique de Raoult-Arrhénius devrait ici nous faire conclure que la solution normale de saccharose contient 68 0/0 d'ions.

Au fond, cette déduction ne serait pas plus étrange que celle à laquelle avait abouti Raoult, pour l'un des sels que j'ai étudiés en osmométrie, le sulfate de cuivre SO^4Cu ; en lui appliquant, comme à ceux du groupe SO^4M, cette règle tonométrique, Raoult lui-même avait été véritablement conduit à une antithèse : la solution aqueuse de ces sulfates, au lieu d'être dissociée en ions, est formée de molécules condensées ; autrement dit, une solution de sulfate de cuivre ne contient pas d'ions ; elle ne doit pas conduire le courant électrique.

Quelle est alors la valeur de la règle tonométrique de Raoult-Arrhénius ? Cette question m'a conduit à rechercher les causes générales de majoration de $f - f'$, à partir de sa valeur théorique actuelle.

Celle-ci, on le sait, nous est fournie directement par deux voies : d'abord, dans l'osmomètre schématique de Nernst, par la loi des pressions osmotiques, $pv = RT$; ensuite, en tonométrie, par la loi de Raoult et Recoura :

$$\frac{f - f'}{f} = k\frac{n}{n'}.$$

Du côté de la loi de Van't Hoff, on peut concevoir que les pressions osmotiques, relatives à des concentrations réelles, expérimentales, non infiniment petites, obéissent à une loi rectifiée du type de

[1] RAOULT, *Tonométrie*, p. 87.

celles qui sont étudiées dans le cas des gaz réels. L'idée la plus simple consiste à introduire d'abord, dans la formule $pv = RT$, un terme correctif de v, par suite de l'existence d'un « covolume », égal au volume a d'une molécule-gramme du corps dissous, sous sa forme solide. A une même température T, RT étant une constante pour toutes les solutions d'une molécule-gramme à concentration quelconque, on devra vérifier une majoration absolue b de la pression, selon la formule connue :

$$(1) \qquad (p + b)(v - a) = RT.$$

Si on applique cette formule au cas du saccharose, à 22°, pour $a = 213$ centimètres cubes, on trouve en effet, relativement à la solution normale, une majoration $\frac{p+b}{p}$ égale à 27,2 0/0; cependant, notre expérience, soumise au contrôle le plus sévère, vient de nous donner beaucoup plus, soit 68 0/0; l'écart mesuré entre ces deux nombres nous donnerait-il la part afférente à d'autres causes connues, qui interviennent en outre pour majorer $f - f'$?

Or, nous pouvons remarquer que le calcul d'une pression osmotique majorée $p + b$ par la formule (1) nous donne un nombre absolument identique à celui que Morse et Fraser attribuent à leurs mesures directes; ces auteurs ont d'ailleurs énoncé une loi de Van't Hoff rectifiée, selon laquelle *le corps dissous exerce une pression osmotique égale à celle d'une quantité moléculairement équivalente d'un gaz parfait, contenu dans un volume limité, non plus à celui de la solution, mais seulement à celui du solvant pur.*

Il est bien évident que cet énoncé de Morse revient tout simplement à notre formule (1) : si, en effet, v est le volume de la solution, si le volume a est celui occupée par la molécule-gramme anhydre corps dissous, $v - a$ est le volume du solvant pur, et la loi de de Morse, qu'on vient d'énoncer, revient à $P(v - a) = RT$, ce qui donne $P = p + b$ de notre formule (1). C'est alors le dilemme suivant qui se pose :

Ou bien la loi de Morse est exacte, et dans notre essai de tonométrie, la majoration de 27,2 0/0 est seule légitime; notre valeur expérimentale ($f - f' = 8^{mm},2$) relative au sucre, est exagérée; mais aussi, aucune cause de majoration de $f - f'$ ou de p, autre que celle due au volume a occupé par le corps dissous, ne doit intervenir; là se termine définitivement la théorie des solutions.

Ou bien ces autres causes, dont certaines, actuellement, peuvent être caractérisées, existent; alors, l'énoncé de Morse n'en tenant pas compte, est inexact, de même que son expérimentation; et l'écart existant entre notre nombre et celui découlant uniquement de l'hypothèse du covolume mesure bien l'effet total dû à ces causes connues et inconnues.

C'est bien à cette même déduction qu'on atteint par la voie tonométrique. La loi de Raoult : $\frac{f-f'}{f} = k\frac{n}{n'}$, montre que la dépression $f - f'$ est fonction du nombre n' des molécules dissolvantes aussi bien que de celui n des molécules dissoutes. Ce point de vue avait été complètement masqué, en premier examen, par la théorie des solutions de Van't Hoff; en y revenant, nous trouvons que dans une solution, il n'y a pas un seul élément, le corps dissous, dont le rôle est prédominant, mais des molécules de deux espèces, d'importance égale dans les phénomènes de dissolution, soumises à des *réactions mutuelles*, dont la manifestation extérieure est précisément l'abaissement de la tension de vapeur de l'élément volatil, dépendant d'une diminution du nombre de ses molécules vaporisables.

Il résulte de ces changements intermoléculaires que les nombres n et n' de la formule de Raoult, calculés par la seule considération des masses introduites, rapportées à leurs poids moléculaires chimiques, ne représentent pas, en général, les nombres effectifs de molécules actives de chacun des deux éléments présents, dans son état physique réel; Raoult exprime lui-même qu'à ce point de vue, il est impossible de dire, *a priori*, *quand sera vérifiée sa loi*, *ou même si elle le sera quelquefois* (1).

Mais la question est encore plus complexe dans le cas de l'eau. Si ce dissolvant est, comme on l'affirme actuellement, un liquide à molécules polymérisées, le nombre n' de ses molécules physiques, actives dans la vaporisation, pour déterminer les tensions f et f', nous est actuellement inconnu, mais il est inférieur à celui de nos prévisions antérieures.

Dès lors, ces deux causes distinctes, dont la loi de Morse fait abstraction complète, doivent avoir leurs effets compris dans la majoration que nous avons délimitée, entre $\frac{27,2}{100}$ et $\frac{68}{100}$ de la valeur

(1) Raoult, *Tonométrie*, p. 37.

théorique de $f - f'$; notre expérience prouve donc, à juste titre, que, d'une façon globale, le rapport $\frac{n}{n'}$ de la formule de Raoult est plus grand que la valeur calculée; c'est que la vraie valeur de n', nombre réel de molécules d'eau dissolvantes, actives dans la vaporisation, est relativement plus petit que ne l'indique son estimation immédiate. Ce résultat est exactement conforme à nos déductions : une solution aqueuse de substance organique, de concentration finie, doit vraisemblablement toujours présenter un abaissement $f - f'$ supérieur aux évaluations théoriques.

Maintenant, si nous nous reportons à la mesure tonométrique des degrés de dissociation électrolytique, selon le mode d'Arrhénius-Raoult, appliqué identiquement par ces auteurs à des solutions contenant une, deux, trois molécules-grammes d'électrolyte par litre de dissolvant ([1]) et par nous-mêmes sur une solution normale, de sucre, la majoration de $f - f'$, qu'ils avaient totalement attribuée à l'effet d'ionisation, ne paraît plus une propriété spécifique de l'électrolyte, puisqu'elle appartient aussi bien à une substance organique, à des concentrations absolument analogues, pour des causes qui diffèrent totalement d'une dissociation en ions. Il est donc certain que ces causes, distinctes et additives, entrent en ligne de compte, dans la majoration de $f - f'$ relative aux solutions salines; il est aussi vraisemblable que, pour les solutions de concentration finie, chacune d'elle intervient dans une proportion variable, dépendant de l'élément dissous, et qui peut différer en grandeur de l'électrolyte au composé organique.

C'est lorsqu'on saura fractionner ces diverses parties d'un effet total, par une étude expérimentale des solutions de concentrations usuelles, qu'on pourra, au strict point de vue tonométrique, fixer d'une façon précise, — si elle subsiste, — la part qui revient exactement à l'électrolyte, comme influence exclusive des ions. Aussi, en conclusion immédiate, on peut affirmer que les degrés de dissociation électrolytique, déduits de la méthode tonométrique, sur les solutions concentrées de Raoult, par Arrhénius, n'ont, pour les raisons évidentes que nous avons développées, aucun sens définitif.

Cependant, si une pénétration plus profonde, dans l'analyse des phénomènes de dissolution, doit être, à l'avenir, accomplie dans cette

(1) Raoult, *Tonométrie*, p. 87.

direction, elle sera certainement tributaire de l'œuvre réalisée par ces fondateurs.

SUR LA LOI DU RAYONNEMENT NOIR ET LA THÉORIE DES QUANTA. REMARQUES SUR UN TRAVAIL DE M. J. DE BOISSOUDY;

Par M. EDMOND BAUER.

Il me semble nécessaire de discuter les bases d'un mémoire récent de M. J. de Boissoudy *sur une nouvelle forme de la loi du rayonnement noir et de l'hypothèse des quanta* (1).

I. — Rappelons d'abord le point de départ de M. de Boissoudy : soit un grand nombre de résonateurs identiques, de fréquence propre, formant un système conservatif. Supposons d'abord que leur mouvement obéisse à des équations de la forme hamiltonienne et que leur équilibre thermodynamique soit déterminé par la condition de probabilité maximum. Le rapport du nombre de ces résonateurs, dont l'énergie est comprise entre η et $\eta + d\eta$, à leur nombre total, est alors en moyenne :

$$W d\eta = \frac{N}{RT} e^{-\frac{N\eta}{RT}} d\eta. \quad (1)$$

On peut appeler la fonction W *la densité la plus probable en énergie.*

Le résultat précédent est une conséquence rigoureuse des principes de la mécanique statistique (2).

---

(1) Voir ce volume, p. 385.

(2) La fonction W n'a la forme (1) que pour des systèmes oscillants, c'est-à-dire pour lesquels l'énergie est de la forme $\eta = \Sigma\alpha q^2 + \Sigma\beta p^2$, q et p représentant respectivement les coordonnées et les moments, les α étant différents de zéro. Dans le cas d'un gaz à une dimension, constitué par des points libres mobiles sur une droite, $\alpha = 0$. On verrait facilement que $W = \frac{e^{-\frac{N}{RT}\eta}}{\sqrt{\pi \frac{RT}{N} \eta}}$ et pour un gaz ordinaire, la loi de distribution de Maxwell donne $W = \frac{16\sqrt{\eta} e^{-\frac{N\eta}{RT}}}{\sqrt{\pi}\left(\frac{RT}{N}\right)^{\frac{3}{2}}}$.

Mais, comme on le sait, l'application de ces principes aux résonateurs de Planck conduit à des résultats en contradiction avec l'expérience. La fonction W ne peut pas avoir la forme (1) et l'on est forcé de la supposer discontinue. Il est d'ailleurs naturel de réduire ces discontinuités au minimum. Cela posé, voici l'hypothèse de M. de Boissoudy.

L'énergie d'un résonateur est simplement assujettie à être plus grande que $h\nu$. Tous les résonateurs qui, d'après la loi de distribution (1) devraient posséder une énergie inférieure à $h\nu$ restent au repos ; les autres se comportent d'une façon normale et l'énergie se répartit entre eux suivant la formule (1).

En résumé :

$$\text{(2)} \qquad \begin{cases} W = \dfrac{N}{RT} e^{-\frac{N\eta}{RT}} & \text{pour} \quad \eta > h\nu, \\ W = o & \text{pour} \quad h\nu > \eta > o, \\ W_0 = \displaystyle\int_0^{h\nu} \dfrac{N}{RT} e^{-\frac{N\eta}{RT}} d\eta = 1 - e^{-\frac{Nh\nu}{RT}}. \end{cases}$$

W_0 représente la fraction du nombre de résonateurs qui reste au repos.

De cette hypothèse, on déduit, par un calcul simple,

$$\text{(3)} \qquad \overline{E} = \frac{RT}{N}\left(1 + \frac{Nh\nu}{RT}\right) e^{-\frac{Nh\nu}{RT}}$$

où $\overline{E}$ représente l'énergie moyenne d'un résonateur, et

$$\text{(4)} \qquad F(\lambda, T) = \frac{8\pi ch}{\lambda^5}\left(1 + \frac{R\lambda T}{Nch}\right) e^{-\frac{Nch}{R\lambda T}}$$

où $F(\lambda, T)\, d\lambda$ est la densité de l'énergie du rayonnement noir comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$.

II. — Ce calcul est tout à fait rigoureux, mais voici le point sur lequel je veux attirer l'attention : *Quelles que soient les hypothèses que l'on puisse faire sur les équations du mouvement des résonateurs, la distribution* (2) *de l'énergie entre les résonateurs ne peut pas être considérée comme la distribution la plus probable, correspondant au maximum d'entropie.*

En d'autres termes, l'hypothèse de M. de Boissoudy est en contra-

diction, non seulement avec les équations de la mécanique et de l'électromagnétisme (à quoi nous commençons à nous habituer), mais encore avec les principes mêmes de la méthode statistique de Boltzmann, qui ont été appliqués par M. Planck, P. Ehrenfest [1] et H. Poincaré [2] à l'étude du rayonnement noir.

Pour établir ce point, je suis obligé de rappeler quelques propositions connues.

Considérons un grand nombre de systèmes identiques, dont l'état est défini par les valeurs de n paramètres q_1, q_2, ..., q_n et des n moments correspondants p_1, p_2, ..., p_n. L'état de chacun de ces systèmes peut être représenté, à chaque instant, par un point dans l'espace à $2n$ dimensions. Ces points se déplacent suivant des trajectoires déterminées par les équations du mouvement de ces systèmes. Si ces équations sont celles de la mécanique, il y a équivalence, au point de vue des probabilités, entre deux éléments quelconques de l'espace à $2n$ dimensions (ou éléments d'extension en phase) à condition qu'ils aient même extension. En d'autres termes, la probabilité dP, pour que l'un des systèmes se trouve à l'intérieur de l'extension en phase $d\tau$ est proportionnelle à $d\tau$, la valeur du coefficient constant de proportionnalité importe peu. On le pose, en général, égale à l'unité.

Si les équations du mouvement des systèmes ne sont pas celles de la mécanique, la proposition précédente n'est plus vraie. Mais, pour que la méthode statistique soit applicable, il faut pouvoir définir une fonction f, des coordonnées et des moments, qui soit un dernier multiplicateur des équations du mouvement des systèmes considérés et telle que :

$$dP = f(q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n)\, d\tau \text{ [3]}.$$

Dans le cas où l'on ignore les équations du mouvement des systèmes, on peut chercher *a priori* une fonction f telle que la distribution la plus probable des systèmes entre les différents éléments d'extension en phase, donne pour les q et les p des valeurs moyennes qui concordent avec les valeurs observées expérimentalement.

Appliquons ceci aux résonateurs de Planck. Ce sont des systèmes

---

[1] P. Ehrenfest, *Ann. der Phys.*, t. XXXVI, p. 91 ; 1911.
[2] H. Poincaré, *Journ. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 4; 1912.
[3] H. Poincaré, *Loc. cit.*, p. 7.

à un degré de liberté, $n = 1$. Comme les équations de la mécanique ne leur sont pas applicables, il n'est pas nécessaire de choisir, pour définir leur état, leur élongation et leur moment cinétique ; il est plus commode de prendre comme variables indépendantes leur énergie η et leur phase φ. Comme toutes les phases sont évidemment équivalentes, la probabilité pour que l'énergie d'un résonateur de fréquence ν soit comprise entre η et $\eta + d\eta$ ne dépendra que de la nature du résonateur, c'est-à-dire de ν, et de son énergie η.

On aura donc :

$$dP = f(\eta,\nu)\, d\eta\,;$$

ce sont les propriétés de cette fonction f qui ont été étudiées par Poincaré. Il la désigne par les lettres W ou w. Il ne faut pas la confondre avec la fonction qui a été représentée plus haut par la même lettre.

Considérons un grand nombre de résonateurs de fréquence ν, formant un système conservatif, dont l'énergie est donnée. Lorsque la distribution la plus probable est réalisée on a [1] :

$$W = \frac{f(\eta,\nu)\, e^{-\frac{N\eta}{RT}}}{\int_0^{\infty} f(\eta,\nu)\, e^{-\frac{N\eta}{RT}}\, d\eta}$$

On démontre, en appliquant la loi du déplacement de Wien, que la fonction f est de la forme $\gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right)$, l'expression de γ étant la même pour toute espèce de résonateurs [2].

On a donc:

$$W = \frac{\gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right) e^{-\frac{N\eta}{RT}}}{\int_0^{\infty} \gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right) e^{-\frac{N\eta}{RT}}\, d\eta}, \tag{5}$$

(1) EHRENFEST, *Loc. cit.*, p. 97; — POINCARÉ, *Loc. cit.* Cf. *Ann. Chim. et Phys.*, (8, XXVIII, p. 262 à 268 ; 1913.

(2) EHRENFEST, *Loc. cit.*, p. 99; ou plutôt $f = Q(\nu)\, \gamma \frac{\eta}{\nu}$, mais le facteur Q, constant pour chaque espèce de résonateurs, n'intervient pas dans les résultats. Sa valeur n'importe donc nullement.

et l'énergie moyenne d'un résonateur sera, en posant $\frac{\eta}{\nu} = q$,

$$(6) \qquad \overline{E} = \int_0^\infty \eta W d\eta = \frac{\nu \int_0^\infty q e^{-\frac{N}{RT} q\nu} \gamma(q)\, dq}{\int_0^\infty e^{-\frac{N}{RT} q\nu} \gamma(q)\, dq}.$$

C'est évidemment sur la fonction γ que doivent porter les hypothèses et non sur la fonction W qui en dérive. Faisons donc sur γ les mêmes hypothèses que M. de Boissoudy a faites sur W, savoir :

$$(7) \quad \begin{cases} 1^\circ \qquad \gamma = 1 \qquad \text{pour} \qquad q > h \\ \text{(les résonateurs se comportent d'une façon normale pour } n > h\nu) \\ 2^\circ \qquad \gamma = 0 \qquad \text{pour} \qquad h > q > 0 \\ 3^\circ \qquad \gamma_0 = \lim_{q_0 = 0} \int_0^{q_0} \gamma dq = A_0 \qquad \text{pour} \qquad q = 0 \end{cases}$$

A_0 ne peut être qu'une constante, puisque γ n'est fonction que de q. Supposons que toutes les probabilités, qui seraient réparties entre $q = 0$ et $q = h$, si les résonateurs se comportaient d'une façon normale, soient concentrées au point $q = 0$.

On a alors :

$$A_0 = \int_0^h dq = h;$$

si l'on porte dans (6) la fonction γ ainsi déterminée, il vient :

$$(8) \qquad \overline{E} = \frac{RT}{N} \frac{1 + \frac{Nh\nu}{RT}}{1 + \frac{Nh\nu}{RT} e^{\frac{Nh\nu}{RT}}}$$

et comme $F(\lambda, T) = \frac{8\pi}{\lambda^4} \overline{E}$, on obtient :

$$(9) \qquad F(\lambda T) = \frac{8\pi ch}{\lambda^5} \frac{1 + \frac{R\lambda T}{Nch}}{1 + e^{\frac{Nch}{R\lambda T}}}.$$

Les équations (8) et (9) sont essentiellement différentes de (3) et (4); F (λT) ne possède plus la propriété de tendre vers la loi de Wien

$\frac{C}{\lambda^5} e^{-\frac{Nch}{R\lambda T}}$ lorsque λT tend vers zéro ; elle tend vers une formule proposée autrefois par Lord Rayleigh $\frac{CT}{\lambda^4} e^{-\frac{Nch}{R\lambda T}}$, qui est contraire aux expériences de Rubens et Kurlbaum. Les hypothèses (7) et les calculs qui suivent se trouvent déjà dans le mémoire cité de M. Ehrenfest [1].

III. — En somme, il me semble incorrect de raisonner directement sur la fonction W dans laquelle intervient déjà l'idée d'une répartition donnée des résonateurs entre les divers domaines d'extension en phase, au lieu de faire porter les hypothèses sur les fonctions f ou γ, qui représentent la probabilité élémentaire et qui sont en relation immédiate avec les équations du mouvement.

On peut néanmoins essayer de justifier après coups les hypothèses faites sur W en cherchant à quelle fonction γ elles correspondent, mais si l'on fait ce calcul, on voit aisément que la théorie de M. de Boissoudy conduit à faire sur γ des hypothèses inadmissibles.

En effet, on a d'après (5) :

$$\gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right) = W(\eta)\, e^{\frac{N\eta}{RT}} \int_0^\infty \gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right) e^{-\frac{N\eta}{RT}} d\eta.$$

En particulier, on a, à la limite, pour $\frac{\eta}{\nu} = 0$:

$$\gamma_0 = \frac{W_0}{\nu} \int_0^\infty \gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right) e^{-\frac{N\eta}{RT}} d\eta.$$

En divisant membre à membre les deux équations précédentes on a :

$$\frac{\gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right)}{\gamma_0} = \nu \frac{W(\eta)\, e^{-\frac{N\eta}{RT}}}{W_0}. \tag{10}$$

Dans l'hypothèse de M. de Boissoudy, $W(\eta) = \frac{N}{RT} e^{-\frac{N}{RT}}$ pour $\eta > h\nu$ et $W_0 = 1 - e^{-\frac{Nh\nu}{RT}}$.

---

(1) *Loc. cit.*, § 11, p. 105 et p. 110 F.

En remplaçant dans (10), on obtient

$$\frac{\gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right)}{\gamma(o)}=\frac{\frac{N\nu}{RT}}{1-e^{-\frac{Nh\nu}{RT}}},$$

pour $\frac{\eta}{\nu} > h$.

Ce rapport, *qui ne devrait dépendre que de* η *et de* ν, *est ici fonction de la température*. En d'autres termes, l'hypothèse (2) fait intervenir, dans la définition des probabilités, la notion de température, qui s'introduit seulement comme conséquence de l'emploi des probabilités. N'y a-t-il pas un cercle vicieux dans ce mode de définition?

Une erreur analogue serait de croire que la probabilité de tirer d'un jeu complet une carte déterminée peut dépendre du nombre de fois que cette carte a déjà été tirée.

Par conséquent, si l'on donne à W la forme (2), on est forcé de faire sur la fonction γ des hypothèses qui semblent peu raisonnables. Mais la distribution W de l'énergie entre les résonateurs n'est pas déterminée lorsqu'on se donne *a priori* leur énergie moyenne $\overline{E}$ et la densité de l'énergie F (λ, T). On pourrait imaginer une infinité de fonctions différentes W (η, ν, T) qui conduisent toutes aux valeurs (3) et (4) pour $\overline{E}$ et F (λ, T). Cependant, comme l'a démontré H. Poincaré [1] il n'y a qu'une seule fonction $\gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right)$ qui corresponde à une valeur donnée de l'énergie moyenne des résonateurs ; à cette fonction Y correspond également une seule distribution W qui soit une « distribution la plus probable ».

Une méthode de calcul indiquée par H. Poincaré [1] permet de trouver la fonction $\gamma\left(\frac{\eta}{\nu}\right)$ qui correspond à la valeur (3) de l'énergie moyenne des résonateurs. Les calculs sont très compliqués ; mais on peut démontrer aisément que cette fonction possède, non seulement les discontinuités qui permettent de retrouver la formule de Planck, mais encore des singularités nouvelles.

IV. — En résumé, l'hypothèse que les résonateurs possèdent un certain seuil d'excitation, qu'ils restent au repos jusqu'au moment où

---

[1] H. Poincaré, *Loc. cit.*, p. 23.

ils ont absorbé brusquement une énergie finie, n'est pas nouvelle. Elle a été exprimée d'une façon précise par M. Ehrenfest, en 1912. Ses conséquences semblent d'ailleurs en contradiction avec l'expérience.

Si l'on accepte la forme que lui a donnée M. de Boissoudy, il faut renoncer, non seulement aux équations de l'électromagnétisme, mais encore aux principes de la méthode statistique.

Quant à la formule (4), qui représente d'après M. de Boissoudy la la loi du rayonnement noir, elle a été proposée dès 1909 par MM. Edmond Bauer et Marcel Moulin ([1]), comme loi purement empirique tendant, d'une part, vers la formule de Wien pour les petites valeurs du produit λT, et, d'autre part, vers celle de Rayleigh-Jeans pour les valeurs élevées de ce produit. On a choisi cette formule, à cette époque, car elle donnait pour le nombre d'Avogadro N, un nombre concordant avec le résultat des expériences de M. Jean Perrin, à condition d'admettre pour la constante de la loi de Stefan une valeur voisine de celle qu'avait obtenue M. Fery ([2]), $\sigma = 6{,}3\ 10^{-12}$. Il ne faut donc pas la rejeter si cette dernière valeur est exacte.

Mais nous avons actuellement de fortes raisons de penser que la valeur réelle de cette constante est notablement plus faible. D'abord, aucun expérimentateur n'a pu retrouver de nombre supérieur à $5{,}9\ 10^{-12}$.

Pour ce qui concerne l'application de la théorie de M. de Boissoudy aux chaleurs spécifiques, je n'ai que deux observations à faire :

1° La courbe (*fig.* 1, p. 394), qui doit représenter la variation des chaleurs atomiques des solides en fonction de la température, présente un maximum qui n'a jamais été décelé par l'expérience. D'ailleurs, comme le fait remarquer M. de Boissoudy, ce maximum 6,5 est notablement supérieur aux chaleurs atomiques *à volume constant* telles qu'elles sont données par l'expérience.

2° M. Debye ([4]) a déduit récemment des formules de Planck et Einstein, une loi des chaleurs spécifiques des solides qui est en parfait accord avec l'expérience et qui a, en même temps, une significa-

([1]) E. Bauer et M. Moulin, *Procès-verbaux des séances de la Société de Phys.*, p. 81*; 1909.

([2]) Fery et Drecq, voir ce volume, p. 380.

([3]) E. Bauer, *Procès-verbaux des séances de la Soc. de Phys.* — Séance du 18 avril 1913.

([4]) P. Debye, *Ann. der Phys.*, t. XXXIX, 1913, p. 789.

tion théorique tout à fait précise. C'est là, à mon avis, l'argument le plus fort que l'on puisse apporter en faveur de la théorie de Planck.

SUR LA LOI DU RAYONNEMENT NOIR. — RÉPONSE A M. E. BAUER;

Note complémentaire de M. J. DE BOISSOUDY.

A l'hypothèse que j'ai proposée et que résument les conditions (2), M. Bauer oppose l'hypothèse (7) qui, sous la forme que lui a donnée M. Ehrenfest, serait, à son avis, seule d'accord avec le principe de la méthode statistique de Boltzmann.

1° Pour $\eta > h\nu$ ou $q > h$, les résonateurs se comportent d'une façon normale : on a $\gamma = 1$;

2° Pour les valeurs de q comprises entre o et h, les résonateurs restent au repos : $\gamma = 0$;

3° Pour $q = 0$, γ devient infini, et cela de telle façon que l'on ait :

$$\gamma_0 = \lim_{q_0 = 0} \int_0^{q_0} \gamma dq = A_0,$$

A_0 étant une constante.

Les conditions 1° et 2° sont les mêmes dans l'hypothèse (2). Le désaccord porte donc sur la valeur de γ_0 et indirectement sur celle de W_0 représentant la fraction du nombre total des résonateurs qui reste au repos.

D'après M. E. Bauer, γ_0 défini comme la limite de l'intégrale $\int_0^{q_0} \gamma dq$ quand q_0 tend vers o, ne peut être qu'une constante puisque γ n'est fonction que de q. Cela revient en somme à raisonner comme si la fonction γ, tout en étant discontinue au point $q = 0$, passait néanmoins par une transition insensible, au voisinage immédiat de ce point, d'une valeur nulle, pour $q > 0$, à une valeur infinie, pour $q = 0$. Sans cette convention, l'intégrale n'aurait aucun sens et il ne saurait être question de limite. Or rien ne prouve que cette convention soit légitime et que l'artifice mathématique qui consiste à rétablir la continuité de la fonction γ au voisinage de $q = 0$ et qui permet ainsi de définir algébriquement la probabilité γ_0 (de même que W_0 sera défini comme la limite de l'intégrale $\int_0^{\eta_0} W d\eta$ quand η_0 tend vers zéro) corresponde bien à la réalité.

On peut d'ailleurs remarquer que cette limite n'est pas toujours déterminée au point $q = 0$ et aux différents points singuliers où la fonction γ devient infinie.

Ainsi, dans l'hypothèse de Planck, la fonction γ passe alternativement de o à ∞. Elle est nulle pour toutes les valeurs de η comprises entre deux multiples successifs de $h\nu$, et infinie pour ces valeurs particulières o, $h\nu$, $2h\nu$, $3h\nu$, ... On a de plus :

$$\gamma_0 = \gamma_1 = \gamma_2 = \dots = \gamma_n = \dots$$

en appelant γ_n la limite de l'intégrale $\int_{nh}^{nh+q_0} \gamma dq$ (où n désigne un nombre entier) quand q_0 tend vers zéro.

Ces conditions suffisent à déterminer $\overline{E}$ et W. On a en effet d'après (6)

$$\overline{E} = \frac{h\nu\left(\gamma_1 e^{-\frac{Nh\nu}{RT}} + 2\gamma_2 e^{-2\frac{Nh\nu}{RT}} + \dots + n\gamma_n e^{-n\frac{Nh\nu}{RT}} + \dots\right)}{\gamma_0 + \gamma_1 e^{-\frac{Nh\nu}{RT}} + \gamma_2 e^{-2\frac{Nh\nu}{RT}} + \dots + \gamma_n e^{-n\frac{Nh\nu}{RT}} + \dots} = \frac{h\nu}{e^{\frac{Nh\nu}{RT}} - 1}$$

qui est bien la valeur de l'énergie moyenne admise par Planck; et d'après (5) :

$$W_{nh\nu} = e^{-n\frac{Nh\nu}{RT}}\left(1 - e^{-\frac{Nh\nu}{RT}}\right) = \int_{nh\nu}^{(n+1)h\nu} \frac{N}{RT} e^{-\frac{N\eta}{RT}} d\eta$$

qui est bien aussi la répartition admise. Cette dernière équation montre, en effet, comme Nernst l'avait supposé *a priori*, que la fraction $W_{nh\nu}$ du nombre des résonateurs dont l'énergie est n fois le quantum $h\nu$ est égale à la fraction de ceux-ci qui aurait une énergie comprise entre $nh\nu$ et $(n + 1)\, h\nu$ s'ils suivaient la loi de répartition de Maxwell.

Cependant la valeur commune des γ_n est absolument arbitraire, quelle que soit d'ailleurs la convention initiale faite sur γ. La fonction γ n'est en effet déterminée qu'à un facteur constant près, mais on peut éliminer une fois pour toutes ce facteur constant en posant par exemple $\gamma = 1$ toutes les fois que les équations de la mécanique sont applicables. Cette convention ou toute autre analogue laisse subsister l'indétermination complète des intégrales γ_n.

Il est clair d'autre part que la condition $\gamma = 1$ ne signifie pas, à elle seule, que les résonateurs se comportent d'une façon *normale* (à moins de prendre ce mot dans une acception toute particulière). Dans le cas des équations de Hamilton, qui est le seul cas qu'on puisse vraiment considérer comme normal, le dernier multiplicateur γ est une constante que nous pouvons prendre égale à 1 ; mais la répartition est alors entièrement déterminée par la température ; elle est indépendante de la nature de la particule en mouvement. Tel serait le cas d'un gaz à deux dimensions, constitué de points mobiles sur une surface.

Il n'en est pas ainsi dans l'hypothèse de M. Ehrenfest ; on a en effet d'après (5) :

$$W = \frac{e^{-\frac{N\eta}{RT}}}{A_0 \nu + \frac{RT}{N} e^{-\frac{Nh\nu}{RT}}} \qquad \text{pour } q > h$$

on obtient pour W une expression dans laquelle intervient la nature même du résonateur, autrement dit sa fréquence.

La répartition normale ne peut être obtenue, pour $\gamma = 1$, que si l'on pose

$$\gamma_0 = \frac{RT}{N\nu}\left(1 - e^{-\frac{Nh\nu}{RT}}\right);$$

c'est la valeur que j'ai admise. Je ne pense pas que le fait d'y faire figurer la température constitue un cercle vicieux. Sans doute la notion de température, qui s'introduit uniquement par la considération de probabilités, n'a de sens que pour un système complexe de particules matérielles. La fonction γ existe au contraire pour un résonateur isolé ; elle en représente les propriétés élémentaires. Son expression doit donc être, dans tous les cas, indépendante de la température. Mais γ_0 n'est pas une valeur particulière de γ, comme la notation pourrait le faire supposer. D'après la définition que j'ai rappelée plus haut, γ_0 est la limite d'une intégrale. Ce n'est donc pas une probabilité *élémentaire*. Il ne paraît pas y avoir de contradiction à y faire intervenir la température.

La relation de la température et de l'énergie nous est fournie par le principe de l'équipartition. En maintenant la validité de ce principe pour toutes les valeurs de l'énergie supérieures au quantum $h\nu$, nous le considérons par là même comme la seule base fondamentale de définition de la température.

APPAREILS ET DISPOSITIFS DIVERS.
MICROMANOMÈTRE ;

Par M. A. HENRY [1].

Cet appareil est un perfectionnement du manomètre de Kretz.

Deux ampoules cylindriques A et B sont en relation par un tube capillaire, sensiblement horizontal, dont le rayon est d'un millimètre environ (*fig.* 1 et 2).

Un même liquide remplit les deux ampoules et le tube capillaire; toutefois la masse liquide est coupée par une bulle de gaz I servant d'index mobile dans le tube capillaire.

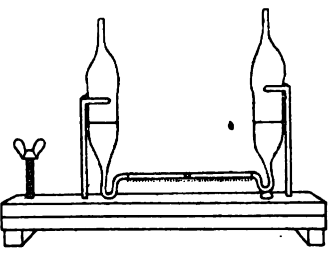


FIG. 1.

L'équilibre étant établi, si l'on accroît la pression du côté A de x baryes, il s'établit entre les niveaux des ampoules une différence h. Avec un liquide de densité d, on voit immédiatement que la valeur de x est :

$$x = hdg. \tag{1}$$

La bulle-index s'est déplacée d'une longueur l, telle que le volume décrit par elle soit égal au volume du liquide sorti de A.

En désignant les sections des ampoules et du tube capillaire par S et s, on a l'équation :

$$\frac{Sh}{2} = sl. \tag{2}$$

(1) Cette si remarquable et si ingénieuse étude expérimentale de M. A. Henry, professeur de physique au Lycée de Reims, nous a été remise par M. Carlo Bourlet qui devait en revoir l'épreuve. L'éminent professeur du Conservatoire des Arts et Métiers, enlevé lui aussi, par une mort soudaine, à la science et à l'enseignement, n'a pu réaliser ce projet. Nous publions donc le travail sans modifications.

Combinant les équations (1) et (2), il vient :

$$x = 2 \frac{s}{S} ldg.$$

Calculant le déplacement l pour une valeur de x équivalant à 1 millimètre d'eau avec $\frac{S}{s} = 100$, on obtient 50 millimètres (pour $d = 1$). En augmentant le rapport S : s on prévoit une grande sensibilité. On pourrait d'ailleurs augmenter séparément la surface libre de l'ampoule B.

Cette prévision est purement théorique : en fait, il faut chercher quel accroissement de pression provoque le démarrage de la bulle ; or il se trouve qu'elle obéit à un très faible accroissement de pression, à la condition d'utiliser un liquide convenable. L'eau doit être rejetée, car, en peu de temps, elle provoque en attaquant le verre la formation d'aspérités qui empêchent le glissement.

Des liquides sans action sur le verre s'imposent. Dans le but d'atténuer les déformations aux extrémités de la bulle, on prendra des liquides à faible tension superficielle et, afin d'avoir un glissement assez rapide dans le tube capillaire, on choisira des liquides peu visqueux.

Le tétrachlorure de carbone ($d = 1{,}6$) et l'acétone ($d = 0{,}8$) conviennent bien.

L'acétone ordinaire étant altérable à l'air, les recherches ont porté surtout sur le tétrachlorure de carbone.

On a essayé si une goutte de ce liquide tombant dans l'ampoule A suffirait à faire glisser la bulle. Cette dernière obéit immédiatement. Dans les ampoules présentant une section droite quatre cents fois plus grande que celle du tube capillaire, on a laissé tomber des grains de plomb de grosseur de plus en plus faible. Le plus petit de la série soulevant la surface libre de $\frac{1}{1\,600}$ de millimètre déplaçait encore la bulle-index. Cette hauteur de tétrachlorure correspond à 1 μ d'eau.

En opérant de même dans la seconde ampoule avec un plomb de même grosseur, la bulle glisse encore. On pourrait craindre, à cause des effets de capillarité aux cercles de raccordement, que la surface libre ne participe pas tout entière au relèvement. C'est pourquoi on a cherché autrement la sensibilité. Le micromanomètre est posé sur une longue ligne horizontale dont l'une des extrémités peut se relever

à l'aide d'une vis micrométrique. On lève la règle de ce côté jusqu'à ce que l'on voie la bulle-index se mouvoir. Par une règle de trois on peut calculer de combien une surface libre a été élevée par rapport à l'autre. On constate encore que la bulle se déplace quand on a fait varier les niveaux de 1 : 1 600 de millimètre environ, ce qui confirme le résultat précédent. Il valait mieux essayer sur l'appareil une vraie force élastique de gaz. Si l'on se rend compte de la faible variation de température d'un gaz enfermé dans l'ampoule capable de provoquer une variation de pression de cet ordre, on voit que la vérification est difficile par cette voie. Cependant, à la condition de laisser

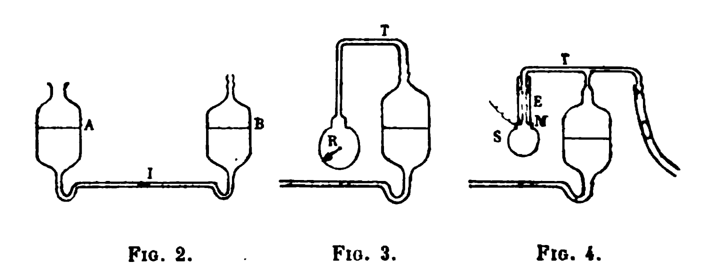


Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.

le micromanomètre ouvert, la vérification pourra s'effectuer. Cette variation très faible de pression sera tirée de la différence de densité de l'air et du gaz carbonique. Un tube de verre étranglé vers le bas est relié par un caoutchouc à l'ampoule A du micromanomètre. Les déplacements de ce tube dans l'air n'ont aucun effet sur l'équilibre de la bulle, parce que le gaz intérieur compense la pression du gaz extérieur. Si on enfonce le tube dans une éprouvette remplie de gaz carbonique, la bulle glisse aussitôt, mais prend un équilibre. A ce moment, si l'on relève ou enfonce de 1 millimètre le tube de verre, la bulle glisse dans un sens ou dans l'autre, indiquant une diminution ou un accroissement de pression. Or le calcul montre que ce déplacement de 1 millimètre correspond à une variation de pression inférieure à 1 μ d'eau ou à $\frac{1}{10}$ de barye.

Tout se passe comme si l'on enfonçait un tube dans un gaz de densité 0,529. On voit donc que l'appareil peut mettre en évidence une variation de pression égale à celle qui existe dans l'air entre deux points distants verticalement de 0,5 millimètre. Il convient par suite pour la statique des gaz et pour répéter les expé-

riences de Pascal devant une classe. Un tube de 1 litre de capacité rempli d'air à 30 centimètres au-dessus du micromanomètre, puis fermé, est apporté à la hauteur de ce dernier, par communication on constate dans ce tube une pression inférieure à celle du micromanomètre. La prise étant faite à 30 centimètres au-dessous, on constate au contraire une pression supérieure.

Le mouvement si facile de la bulle-index s'explique en remarquant que son enveloppe liquide glisse dans le même liquide constituant une gaine à l'intérieur du tube capillaire.

Cette bulle constitue cependant une bonne séparation entre les deux colonnes liquides. En effet il n'est pas nécessaire que le tube capillaire soit exactement horizontal pour que l'équilibre s'y produise ; or, si la coupure n'était pas faite, la poussée du principe d'Archimède ferait glisser la bulle, le liquide pouvant passer d'un côté à l'autre. La vérification a été exécutée de la manière suivante : Deux ampoules ont été réunies par un tube capillaire à section elliptique dont le grand axe est vertical. On remplit l'ensemble de tétrachlorure légèrement coloré, et l'on fait apparaître la bulle-index. On voit au-dessous d'elle un filet liquide coloré, car elle ne touche pas exactement le verre à cet endroit. Or il est extrêmement difficile de la maintenir en équilibre. La moindre inclinaison de l'appareil provoque le déplacement de celle-ci sur une longueur de plusieurs décimètres. Cela tient à ce que cette poussée d'Archimède peut être active, grâce à la communication de part et d'autre par le filet liquide.

L'expérience montre qu'il suffit de donner à cette bulle une longueur de 8 millimètres pour qu'elle fonctionne bien. Toutefois on devra éviter des variations très brusques et très notables de la pression.

La bulle se forme au moment du remplissage quand il y a peu de liquide ou bien encore après, il suffit de souffler de l'air sec dans le fond d'une des ampoules pour provoquer la formation de nombreuses bulles. On choisit entre elles. Il est encore possible de la créer par une inclinaison autour du tube capillaire servant d'axe horizontal. Les courbures du tube capillaire s'opposent à son départ.

Ce micromanomètre est très supérieur au manomètre de Kretz. Dans ce dernier, l'adhérence irrégulière des liquides à la paroi de verre provoque des déformations du ménisque de séparation rendant toute précision illusoire.

Ce défaut est supprimé dans le micromanomètre. Partout le liquide est homogène ; il n'y a pas de grippement. Le frottement rencontré par la bulle d'air est si faible qu'on n'aperçoit pas de déformation de ses ménisques même en les grossissant. Après fonctionnement de l'appareil dans un sens, un accroissement de pression de 1 μ d'eau suffit pour faire glisser la bulle en sens inverse.

Aussi cet appareil peut-il servir à mettre en évidence de très faibles variations de pression.

Dans des recherches comportant des mesures, il faudra tenir compte des effets de capillarité aux cercles de raccordement dans les ampoules. Quand l'appareil vient d'être rempli, un déplacement de 120 millimètres de la bulle index ne provoque pas de changement de zéro. A ce moment les surfaces libres glissent sur la gaine du liquide adhérente aux ampoules. Pendant quelques minutes on constate un déplacement du zéro qui ne dépasse pas 1 millimètre. La bulle ne revient pas tout à fait à sa place primitive. Cela tient à ce que le bord des surfaces libres ne subit pas un déplacement aussi grand que le centre, car celle qui s'élève frotte contre le verre par adhérence du liquide et celle qui descend, pour la même raison, reste accrochée.

La bulle indique bien le zéro actuel; car si on la pousse légèrement vers l'ancien, elle revient d'elle-même dans sa situation d'équilibre.

On peut remarquer qu'au retour la bulle subit un déplacement presque égal à celui que lui avait donné l'accroissement de pression.

On est donc en droit de dire que les déformations des surfaces capillaires sont comparables et que l'erreur de capillarité est représentée par l'écart des zéros à très peu de chose près.

Si l'on néglige cette correction, on voit qu'elle entraîne une erreur relative de $\frac{1}{120}$, ce qui correspond à une pression de $\frac{3}{4}$ de millimètre d'eau. Il sera préférable d'effectuer la correction.

L'appareil se prête bien à des comparaisons de faibles pressions presque égales ; en effet les erreurs de capillarité et de calibrage étant très voisines, dans le quotient ces erreurs de même sens et de valeurs presque identiques se détruisent.

Il est évident que l'on devra éviter le plus possible l'évaporation.

APPLICATIONS.

Cette sensibilité remarquable rend l'appareil applicable à un grand nombre de démonstrations et de mesures.

Voici un certain nombre d'entre elles :

1° *Excès de pression intérieure dans les bulles liquides.* — Pour les projections, on prend le modèle à tube capillaire assez court, tandis que pour les mesures on emploie le manomètre à ampoules cylindriques et à tube capillaire allongé.

Il est facile de montrer que la pression est supérieure dans la bulle à la pression atmosphérique du moment. En répétant avec le même liquide glycérique l'expérience précédente en diminuant le rayon, l'élève voit bien que l'accroissement de pression est d'autant plus grand que le rayon est plus faible.

On pourrait d'ailleurs étudier la pression dans les systèmes laminaires : nodoïdes, caténoïdes, onduloïdes.

La bulle de savon soufflée à l'extrémité d'un tube T est mise en relation avec l'une des ampoules, comme l'indique la *fig.* 3.

On peut demander à des élèves de vérifier la loi de Laplace sur la bulle de savon; dans ce cas les ampoules sont élargies et le tube capillaire est allongé jusqu'à 40 centimètres environ. Le rayon de la bulle est mesuré au pied à coulisse. L'accroissement de pression p étant égal à $4 \frac{A}{R}$, on a : $pR = 4A$.

Il suffit de vérifier que le produit de la pression par le rayon est un nombre constant. Or la pression p étant proportionnelle au déplacement de la bulle, il suffit d'établir que le produit de ce déplacement par le rayon correspondant R conduit à une constante.

On a d'ailleurs une mesure de la tension superficielle, si l'on déduit de l'appareil la valeur absolue de la pression p.

2° *Mise en évidence de la pression électrostatique.* — La *fig.* 4 montre la bulle de savon S soufflée à l'extrémité d'un tube d'ébonite E raccordé à un tube de verre T. Un anneau métallique M terminant le tube d'ébonite est relié à la machine électrostatique disposée avec un trop-plein électrique. La bulle de savon S, fuyant facilement quand elle est électrisée, est retenue par un cercle de fil métallique disposé dans un plan vertical. Elle s'échappe quand même pour de hauts potentiels.

Dans ce dernier cas, il est préférable d'utiliser le dispositif de M. Chassagny légèrement complété (*fig.* 5).

La membrane élastique est surchargée d'un hémisphère de celluloïd très léger, fermé par une lamelle d'aluminium. L'aluminium repose par l'intermédiaire d'une rondelle sur la lamelle élastique. Le tout est bien métallisé (poudre d'aluminium) et peut être relié à une machine électrostatique. La boîte supportant la lamelle de caoutchouc est reliée par un tube isolant E à l'ampoule du micromanomètre.

Au moment de l'électrisation la pression électrostatique soulève l'hémisphère et la bulle-index se déplace. Entre les pôles de la machine, munie du trop-plein, on augmente la distance : le déplacement de la bulle grandit en même temps. Vient-on à faire varier brusquement le potentiel par éclatement d'étincelles, la bulle traduit chaque variation.

3° *Mesure d'un volume très petit.* — Deux cylindres C et D dont le rayon est d'un centimètre environ sont reliés par le tube capillaire. Le tout contient du liquide ; la bulle-index est en place dans le tube capillaire gradué en parties d'égale longueur (*fig.* 6).

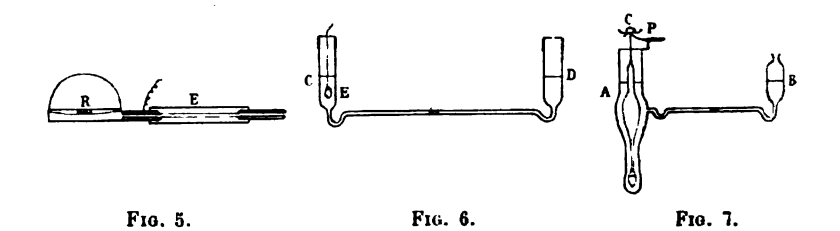


Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7.

En plongeant le corps dont on veut le volume, la bulle se déplace d'une quantité qui est proportionnelle au volume du corps E. Théoriquement le volume décrit par la bulle est la moitié de celui du corps.

On pourrait chercher ce volume V. Mais il est plus sûr d'opérer de la manière suivante pour faire disparaître presque totalement les erreurs de capillarité et même de calibrage. Le corps E est remplacé par un étalon ayant à peu près le même volume V′. On écrit que les volumes sont entre eux comme les déplacements de la bulle. Comme on opère dans des conditions analogues, les erreurs absolues sont de même sens.

Dans le quotient les erreurs relatives se soustraient ; commes elles

sont presque égales, l'erreur relative sur la mesure est très faible.

Deux fragments d'un même laiton, ayant les masses respectives 6 et 5 grammes, ont aussi les volumes respectifs 6 et 5. En supposant connu le plus petit, évalué en unité arbitraire, soit 5, on trouve ainsi pour le premier 6,002.

4° *Mesure d'une masse pouvant s'élever jusqu'à quelques grammes.* — L'ampoule A est allongée vers le bas. On y introduit un flotteur lesté par une bonne masse de mercure et portant un plateau P. Il est facile de voir que le déplacement de la bulle est proportionnel à la masse du corps C posé sur le plateau (*fig.* 7). On pourrait donc se contenter de chercher le déplacement qui convient à 1 gramme, une règle de trois permettrait de calculer la masse du corps en expérience après lecture du déplacement correspondant.

Comme on l'a vu dans la recherche d'un volume, on aura une précision meilleure en lisant le déplacement donné par une masse marquée de grandeur voisine et écrivant le rapport entre les masses et les déplacements.

Un modèle construit de cette façon donnait la masse à 2 milligrammes près.

L'appareil est rapide ; il est apériodique et l'équilibre est obtenu en moins de deux minutes.

Il peut avantageusement remplacer le trébuchet des laboratoires.

On peut diminuer la longueur de la course de l'index en plaçant sur le flotteur des plateaux ou des masses étalonnées, qu'on enlèverait au moment où l'on y place le corps dont on cherche la masse.

Il suffirait d'ajouter à la masse connue du plateau ou de la masse étalonnée le supplément correspondant au déplacement de la bulle.

Un levier permettant de soutenir le plateau rend les opérations faciles.

5° *Mise en évidence de faibles quantités de chaleur ou de faibles élévations de température.* — La chaleur apportée au gaz de l'ampoule B fermée accroît la pression de celui-ci ; d'où un déplacement de la bulle-index (*fig.* 8).

En mastiquant un tube d'aluminium mince, on met en évidence la chaleur créée par le travail en frottant le tube à l'intérieur ; une seule rotation d'un frotteur suffit pour déplacer la bulle d'une manière visible.

En montant le même tube dans l'ampoule A, on a un appareil dif-

férentiel pouvant permettre de démontrer l'inégalité des chaleurs spécifiques.

Afin de faciliter la démonstration, on laisse A et B en communication avec l'air par une ouverture latérale que l'on ferme au moment d'apporter dans le tube les deux corps de masses égales.

La *fig.* 9 montre un appareil très commode pour mettre en évidence le phénomène de Peltier.

Une des soudures de la pile thermo-électrique est enfermée dans l'ampoule A, et l'autre, dans l'ampoule B.

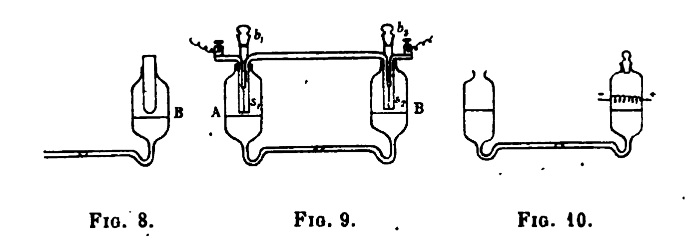


FIG. 8. FIG. 9. FIG. 10.

On fait passer le courant, l'index glisse dans un sens; on renverse le courant et l'index se meut en sens contraire. Des tubes à bouchons b_1 et b_2 rendent l'opération facile.

La chaleur dégagée dans un fil se montre de la même façon (*fig.* 10).

6° *Mesure du pouvoir inducteur spécifique.* — Le flotteur du micromètre-balance porte un plateau circulaire C entouré d'un anneau de garde G, le tout étant relié au sol (*fig.* 11).

Au-dessous de G se trouve un plateau fixe P, au-dessus un plateau mobile Q, dont la distance au plan de l'anneau de garde peut se mesurer.

Les plateaux P et Q sont reliés métalliquement entre eux et avec l'un des pôles d'une bobine de Ruhmkorff dont le second pôle est au sol.

L'appareil étant réglé, on écarte Q de telle façon que la décharge de la bobine n'agisse pas sur C.

La position de Q étant repérée, on place entre C et Q une lame de la matière isolante reposant sur trois cales disposées sur l'anneau de garde.

C est attiré vers le haut; on relève Q d'une hauteur d, de telle sorte que l'équilibre soit rétabli, c'est-à-dire jusqu'à ce que la bulle-index ait repris sa position d'équilibre. On sait qu'en appelant K le pou-

voir inducteur spécifique, e l'épaisseur du diélectrique, on a la relation $K = \frac{e}{e - d}$. L'équilibre est stable.

Pour effectuer le réglage, on ajoute ou on retranche du liquide, ou encore on surcharge un petit plateau supplémentaire R. L'appareil est apériodique.

7° *Mesure d'une différence de potentiel en valeur absolue.* — L'appareil rappelle celui de MM. Abraham et Lemoine. Il sert également pour des potentiels assez élevés.

Le plateau C mobile est fixé au flotteur du micromanomètre balance et entouré d'un anneau de garde G ; le tout est relié au sol (*fig.* 12).

Le plateau Q, porté au potentiel à mesurer, est déplaçable à volonté. Sa distance au plateau de l'anneau de garde peut s'évaluer.

On règle l'appareil de telle sorte que le plateau C coïncide avec le plan de l'anneau de garde, soit en faisant varier la quantité de liquide soit en surchargeant le petit plateau R.

On dispose ensuite sur R une masse étalon convenable et on cherche la distance du plateau Q, chargé à un potentiel invariable, qui correspond à l'équilibre. La bulle doit rester au point qui correspond au réglage.

L'appareil est apériodique et utilise un équilibre stable.

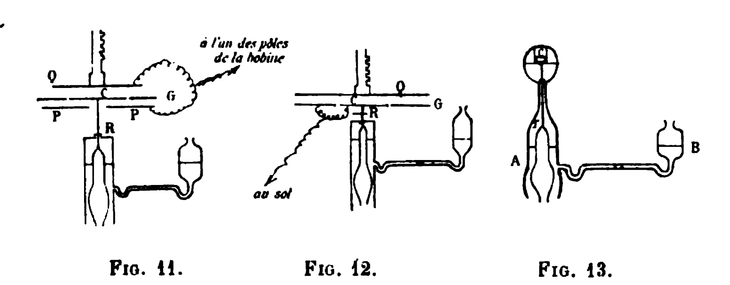


Fig. 11. Fig. 12. Fig. 13.

Un deuxième appareil n'est autre que celui de M. Lippmann (*fig.* 13).

L'hémisphère supérieur est fixé au flotteur du micromanomètre-balance ; l'inférieur est supporté par un verre ayant à peu près la forme conique et prolongeant l'ampoule A. Dans l'axe de ce verre conique passe la tige de verre T solidaire de l'hémisphère supérieur.

Afin de pouvoir effectuer des mesures, on alourdit plus ou moins l'hémisphère supérieur.

On a, à cet effet, réservé en dedans une cavité dans laquelle on place une masse étalonnée.

La cavité se ferme par une calotte sphérique doublée de fer. Un aimant permet de l'ouvrir à volonté. L'équilibre étant rétabli quand le potentiel est nul, ce qui se réalise en ajoutant ou retranchant du liquide, on met dans la cavité une masse m connue. On cherche à faire varier le potentiel (machine à trop plein) de telle sorte que l'hémisphère supérieur soit tiré vers le haut par la pression électrostatique. Le potentiel est donné par la relation $mg = \frac{V^2}{8}$. En augmentant la masse m, on peut passer à la mesure d'un potentiel plus élevé.

L'équilibre est encore stable.

8° *Mesure de la densité d'un gaz par rapport à l'air.* — Le micromanomètre a ses ampoules légèrement modifiées. Elles sont fermées par une plaque plane de verre portant : 1° une ouverture avec bouchon rodé b et un tube t, recourbé horizontalement vers le bas. Le tube capillaire a environ 30 centimètres de longueur. L'appareil est complété par un tube de verre ayant environ 2 centimètres de diamètre et dont la hauteur est de 1^m,25 environ (*fig.* 14). Ce tube porte une ouverture en O. On peut le relier par c au générateur de gaz pur et sec.

Soit à mesurer la densité du gaz carbonique par rapport à l'air.

On tourne l'orifice O vers le haut, la partie rétrécie e étant au niveau de la surface libre du liquide. La hauteur d'air restant dans l'ampoule B est très faible.

On repère la position de la bulle-index sur le tube gradué. Puis on remplit le tube de gaz carbonique la communication en e étant coupée. On ouvre ensuite en e. La bulle se trouve refoulée d'une longueur l. En désignant par a la masse du centimètre cube d'air dans les conditions de l'expérience, par H la hauteur du tube entre O et e ; x la densité du gaz carbonique par rapport à l'air; s et S les sections droites du tube capillaire et des ampoules et enfin par d la densité du liquide utilisé dans l'appareil, on a la relation :

$$2l \frac{s}{S} d = Ha (x - 1). \tag{1}$$

Elle permettrait de déterminer x ; mais l'erreur relative serait

assez notable à cause des nombreuses grandeurs qui entrent dans l'équation.

Recommençons l'expérience avec l'hydrogène, le tube étant cette fois vers le bas comme sur la *fig.* 14. Soit l' le déplacement de la bulle-index ; δ la densité de l'hydrogène par rapport à l'air. On a encore :

$$(2) \qquad 2l' \frac{s}{S} = Ha(1 - \delta).$$

En divisant les équations (1) et (2) membre à membre, on obtient :

$$\frac{l}{l'} = \frac{x - 1}{1 - \delta} = \frac{x - 1}{0{,}9305}.$$

D'où l'on tire la valeur de x.

On a trouvé ainsi avec un tube non calibré et des gaz secs, mais non rigoureusement purs, des résultats aussi exacts qu'on pouvait l'espérer.

Le procédé est applicable à des gaz industriels ; il n'exige que quelques minutes. On peut l'utiliser pour les gaz carbonique, sulfureux, le gaz de l'éclairage, etc. Il faut seulement éviter le contact du gaz et du liquide, quand ce gaz est soluble dans le liquide. Comme ce dernier est saturé d'air, il vaut mieux empêcher le gaz d'arriver dans l'ampoule en plaçant un peu d'ouate dans un renflement situé entre e et l'ampoule.

Pour des mesures précises, on devrait maintenir les deux gaz à la même température ; ou du moins tenir compte de leur différence de température.

9° *Mesure de la densité d'un solide.* — On a vu que le volume d'un solide pouvait se mesurer par l'appareil décrit (*fig.* 6).

D'autre part le micromanomètre-balance fournit la masse du corps. On peut ainsi en quelques minutes trouver la densité d'un solide à $\frac{1}{200}$ près.

10° *Débit d'un tuyau parcouru par un courant gazeux.* — On sait que pour un tuyau cylindrique le débit est proportionnel à la vitesse du gaz. D'autre part l'expérience apprend que la différence de pression pour deux points du tuyau est proportionnelle à la vitesse. Il suffit donc d'avoir une indication l proportionnelle à cette différence de pression pour représenter le débit V par Kl.

Or le déplacement de la bulle-index quand les ampoules sont reliées à deux points du tuyau est proportionnel à la différence de pression.

D'où :

$$V = Kl. \tag{1}$$

Si l'on change la vitesse de passage, le reste étant identique, on pourra, en estimant la nouvelle valeur l' du déplacement, obtenir $V' = K\, l'$. En remplaçant K par sa valeur, on aura :

$$V' = \frac{V}{l} \cdot l'.$$

12° *Pression d'une onde sonore sur le plan où elle se réfléchit.* — La *fig.* 15 indique le dispositif adopté.

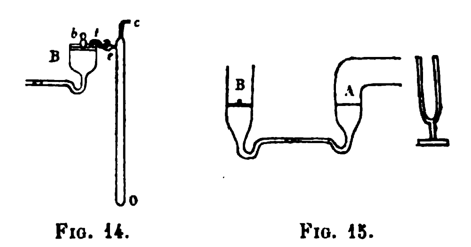


Fig. 14. Fig. 15.

L'ampoule B est reliée par un tube de caoutchouc avec une chambre où l'air est calme. L'onde sonore émanée du diapason entretenu électriquement frappe la surface libre du tétrachlorure en A. Une dénivellation se produit, traduite par la bulle-index. La pression exercée par l'onde dépend de l'amplitude et de l'état de la surface réfléchissante. En réalité pour éviter l'évaporation du tétrachlorure de carbone, on a posé sur lui un flotteur analogue à un couvercle de boîte retourné et très léger en mica très mince dont la lamelle adhère au tétrachlorure. En mettant dans ce flotteur des corps mous on fait varier la pression de l'onde pour une même amplitude.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLVI, n°s 23, 24 et 25 ; juin 1913.

VASILESCO KARPEN. — Le vol à la voile. — P. 1663 (1).

Théorie dans le cas : 1° où le vent a une vitesse constante dans un plan vertical parallèle au vent et varie uniformément par mètre de distance mesurée suivant une horizontale normale au vent ; 2° où le vent a une vitesse, constante dans le même plan horizontal, qui grandit en valeur et direction suivant une verticale.

LOUIS ROY. — Complément à deux notes récentes sur le mouvement des milieux visqueux indéfinis. — P. 1665.

Théorie mathématique.

ERNEST ESCLANGON. — Sur un régulateur de température. — P. 1667 (2).

Dessin. — L'appareil se compose d'un tube circulaire fermé à une extrémité A, ouvert à l'autre extrémité B, tournant autour de son centre O. Il contient en A une vapeur saturante avec un excès de liquide, puis la majeure partie du reste du tube est occupée par du mercure. Le centre de gravité du système (Hg non compris) est en O ; sur une poulie solidaire du tube est un poids. L'appareil étant équilibré, l'équilibre est indifférent et ne dépend que de la température. Les mouvements que donneront les variations de cette température pourront donc servir à la régulation.

R. DÉTRAIT. — Sur le glissement des liquides à la paroi. — P. 1671.

Comparaison des écoulements de deux liquides dans des tubes de verre et de soufre. L'un des liquides (essence de pétrole ou alcool) mouille à la fois le verre et le soufre ; l'autre liquide, l'eau, ne mouille pas le soufre. On constate qu'il y a glissement de l'eau sur la paroi de soufre.

(1) Voir ce vol., p. 101 et 399.
(2) Voir *C. R.*, 19 février 1912.

H. PARENTY. — Sur la reconstitution, par cliché photographique, de certains détails invisibles des tableaux anciens. — P. 1673.

En éclairant de diverses façons une *Décollation de saint Jean-Baptiste* attribuée à Rubens, l'auteur a révélé la signature du maître « Rubès » dont les deux premières lettres apparaissent nettement dans tous les clichés, dont les trois dernières moins visibles peuvent être reconstituées par la comparaison de l'ensemble des clichés. Un estampage sur papier mince permet de constater après coup que le phénomène doit être attribué à un relief de la toile.

PIERRE WEISS. — Sur la théorie cinétique du paramagnétisme des cristaux. P. 1674 et 1836.

Théorie supposant que les molécules sont disposées suivant les nœuds d'un réseau et sont soumises, quant à leur orientation, à l'agitation thermique; en plus, à chaque orientation d'un aimant moléculaire, correspond une énergie potentielle. La distribution de ces aimants sera représentée par les points que les pôles nord occupent sur une sphère, les pôles sud étant au centre; sans champ magnétique, le centre de gravité des pôles nord occupe alors le centre de la sphère. L'auteur applique au cristal ainsi schématisé un raisonnement analogue à celui de M. Langevin pour le paramagnétisme des gaz. Dans le cas général, la moyenne des coefficients d'aimantation observés dans trois directions rectangulaires obéit à la loi de Curie.

G. FRIEDEL. — Loi générale de la diffraction des rayons Röntgen par les cristaux. P. 1676.

Admettons : 1° que le rayon incident comprend un spectre continu de longueurs d'onde qui sont de l'ordre de grandeur des paramètres cristallins ; 2° que chaque nœud du réseau émet un système d'ondes sphériques en concordance de phase avec le rayon incident. On en déduit alors que chaque rayon diffracté suit la loi de la réflexion sur un des systèmes de plans réticulaires du cristal. Il comporte une longueur d'onde fondamentale et toutes ses harmoniques (pour autant que ces longueurs d'onde existent dans le rayon incident). Et

la longueur d'onde fondamentale est le double de la projection de l'équidistance des plans du système sur le rayon incident.

A. PÉROT. — Sur le mouvement des centres lumineux dans les décharges électriques. — P. 1679.

Les vitesses de la raie D_3 (5876) de l'hélium et de la raie C (6563) de l'hydrogène sont faibles (500 mètres par seconde au maximum). Le rapport de ces vitesses $\frac{V_{D_3}}{V_{C_3}}$ est de l'ordre de 2, 3.

Pour la raie rouge (6708) du lithium et la raie D_1 du sodium, le rapport des vitesses $\frac{V_{D_1}}{V}$ est de l'ordre de 2,3. Ces rapports sont de l'ordre de celui des poids moléculaires.

G. MALFITANO et M^lle A. MOSCHKOFF. — Défloculation de l'amidon et dissolution du glucose. — P. 1681.

Les formes pseudo-cristallines [1] de l'amidon montrent que le mode de désagrégation de ce colloïde, la défloculation, diffère essentiellement de celui de dissolution qui caractérise les cristalloïdes. Le cristal ne fait que diminuer de volume, et l'on n'aperçoit rien des fragments qui doivent pourtant s'en détacher à la surface. Quant au pseudo-cristal, il se désagrège entièrement en granules perceptibles et uniformes, qui restent cohérents.

ALPHONSE BERGET. — Sur la position exacte du pôle continental de la Terre. P. 1714.

Les géographes se sont demandé s'il ne serait pas possible de tracer sur la Terre un grand cercle qui partagerait le globe en deux hémisphères tels que l'un contînt la proportion maxima de terres par rapport à l'eau, tandis que l'autre contiendrait la proportion maxima d'eau par rapport aux terres. Le pôle de ce grand cercle, du côté du maximum des terres, serait le pôle continental ; son antipode sera le pôle océanique. Le pôle continental le plus probable est

(1) C. R., t. CLVI, p. 1412.

l'île Dumet, au large de l'embouchure de la Vilaine (47° 24′ 42″ de latitude nord et 2° 37′ 13″ de longitude ouest de Greenwich).

PIERRE DUHEM. — Remarque élémentaire sur le problème des ondes sphériques. P. 1727.

Théorie mathématique.

SCHWARTZ et VILLATTE. — Sur la première détermination d'une différence de longitude par télégraphie sans fil en Afrique occidentale française. — P. 1743.

Instruments employés : astrolabe à prisme, deux chronomètres, une pendule Leroy à contact et à entretien électromagnétique au poste d'émission (Conakry). Poste côtier à émission musicale (Conakry). — Boîte réceptrice spéciale pour longitudes, à dérivation; résonateur à conduit unique, détecteurs électrolytiques. Résultats : longitude Conakry — longitude Kissidougou = — $0^h\ 14^m\ 22'',79$.

A. MAGNAN. — Données pour la construction d'un monoplan idéal tirées des caractéristiques des Oiseaux. — P. 1746.

Étude des rapaces qui pratiquent de préférence le vol plané. Par comparaison avec les rapaces diurnes, on obtient pour un monoplan :

Surface alaire	$14^{m^2},7$
Poids des ailes	$98^{kg},5$
Envergure	$10^m,5$
Largeur de l'aile	$1^m,87$
Longueur de la queue	$2^m,06$
Longueur de l'appareil	$4^m,67$

Un tel monoplan serait beaucoup moins long que les monoplans actuels.

LEVAVASSEUR et GASTAMBIDE. — Sur un aéroparachute, — P. 1748.

Il se compose de deux ailes et d'un corps empenné symétriquement. Les deux ailes se composent chacune de trois parties : une partie fixe ayant la forme d'un trapèze et deux parties mobiles for-

mées de deux groupes de rémiges. L'aile entière développée a la forme d'un demi-cercle. Ces deux ailes sont articulées sur un cadre et peuvent prendre toutes les positions depuis l'horizontalité jusqu'à 90°. Le cadre lui-même est articulé sur le corps, ce qui permet de faire varier l'angle du corps par rapport aux ailes de 0 à 90°. L'incidence des ailes étant sensiblement celle de la trajectoire, on descendra en vol plané; les ailes restant toujours horizontales, on descendra en vol parachuté. Dessin, dimensions et théorie de l'appareil.

EUGÈNE BLOCH. — Principe d'un moteur électrostatique. — P. 1751 (1).

DE BROGLIE. — Sur la diffraction et la réflexion des rayons de Röntgen. P. 1753.

Précisions sur la réflexion et la diffraction des rayons; il semble qu'il existe des longueurs d'onde fondamentales de tache dont le rapport à l'équidistance des molécules ne dépasse pas un centième.

Certains cristaux peuvent réfléchir avec intensité les rayons sous une incidence éloignée de 90°; tel le carborundum. Les cristaux organiques (saccharose) fournissent de beaux diagrammes; un échantillon de xénotime a fourni le même diagramme avec ou sans champ magnétique.

Il a été impossible de déceler des phénomènes identiques avec les rayons γ des préparations de radium ou de mésothorium.

JACQUES CARVALLO. — Conductibilité électrique de quelques liquidés purs : ammoniac, acétone, alcools éthylique et méthylique. — P. 1755.

Pour l'ammoniac, sous 87 volts, la conductance spécifique apparente limite serait de :

$$5 \; 10^{-10} \text{ unités pratiques à } +20^\circ$$
$$3{,}7 \; 10^{-11} \text{ unités pratiques à } -80^\circ$$

Pour l'acétone, la conductance spécifique (qui augmente avec le temps dans le rapport de 1 à 100) serait, à la limite :

$$16 \; 10^{-9} \text{ unités pratiques à } 15^\circ.$$

(1) Voir Société de Physique, Résumé des communications, 6 juin 1913.

Pour l'alcool méthylique, on a une conductance indépendante du temps :

$$80\ 10^{-8} \text{ unités pratiques à } 15^{\circ}.$$

et pour l'alcool éthylique une conductance limite :

$$25\ 10^{-9} \text{ unités pratiques à } 17^{\circ}.$$

Un courant prolongé, à travers un liquide mauvais conducteur, amène à un régime de conductibilité limite supérieure ou inférieure à la conductibilité initiale, et rien ne permet de considérer *a priori* comme une propriété spécifique du liquide pur cette conductibilité limite, même lorsqu'elle constitue une limite inférieure et qu'elle satisfait à la loi d'Ohm.

A. TIAN. — Détermination de l'ordre d'une réaction photochimique. — P. 1758.

Théorie montrant comment on peut déterminer correctement l'ordre d'une réaction photochimique dans le cas d'une absorption négligeable, quelconque ou totale.

EUGÈNE FOUARD. — Sur une loi de tonométrie et ses conséquences relatives à la théorie des ions. — P. 1761 (1).

P. LEROUX. — Étude magnétique de la constiiution de quelques alliages d'antimoine. — P. 1764.

Courbes. Existence du composé Sb-Sn ; existence probable d'un composé à $\frac{85}{100}$ de Sb dans les alliages Pb-Sb.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Synthèse photochimique d'un composé nouveau, l'oxycyanure de carbone, au moyen des rayons ultraviolets. P. 1766.

Les mélanges de CO et C^2N^2, exposés au rayonnement de la lampe à mercure en quartz, donnent un dépôt jaune fauve de $CO(C^2N^2)$. Ce corps, chauffé à 200°, dégage de faibles quantités d'azote. Traité par l'eau, il donne CO^2 et 2 HCN.

G. BOIZARD.

(1) Voir ce vol., p. 629.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXV; juin 1913.

DOUGLAS RUDGE. — Sur l'électrisation des nuages de poussières. — P. 481-494.

L'auteur ayant constaté (1) que l'électrisation de l'atmosphère augmente considérablement lorsque des nuages de poussières sont soulevés par vent, a entrepris une étude systématique du phénomène en produisant artificiellement des nuages de poussières d'espèces différentes :

1° Presque toutes les substances finement pulvérisées et transformées en nuages de poussières par un courant d'air donnent naissance à des charges électriques sur la poussière et sur l'air ;

2° La nature de la charge qui se trouve sur les particules de poussière dépend du caractère chimique de la substance;

3° En général, la charge de la poussière est de signe contraire à celle associée à l'ion de la même substance lorsqu'elle est en dissolution. Les corps fortement basiques donnent des poussières chargées négativement et les corps fortement acides, des poussières chargées positivement;

4° Dans le cas des sels, la charge apparente dépend des forces relatives des ions acide et basique;

5° Des corps semblablement constitués donnent des charges semblables.

FRY. — Sur un nouveau micromanomètre. — P. 494-501.

Les deux pressions dont on veut mesurer la différence s'exercent sur les deux faces d'une membrane circulaire tendue. Les déplacements du centre de cette membrane M se communiquent à un miroir et la différence de pression se mesure par le déplacement d'un spot sur une échelle.

L'auteur a utilisé des membranes métalliques (cuivre, $0^{c},004$) ou d'origine animale. En particulier celle qui convient le mieux pour les très faibles différences de pression est d'origine animale. Elle

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 918 ; 1912.

lui a été fournie par la maison Ferrès and C°, de Bristol, et son épaisseur est d'environ $0^c,001$.

On la rend imperméable à l'air en la recouvrant d'une couche mince d'un vernis résine-pétrole; M est tendue et serrée entre deux anneaux minces en fer. Pour tendre la membrane, on porte l'un des anneaux à 80°, on le recouvre d'un vernis plastique à cette température et on applique la membrane légèrement humide; le second anneau est mis en place et les deux anneaux sont solidement visés ensemble. Lorsque la membrane est sèche, on applique le vernis.

En avant de la membrane, un léger miroir est supporté par une suspension bifilaire en quartz.

Les deux points de suspension ne sont pas au même niveau. L'une des fibres est attachée à un style très court fixé au centre de M et l'autre à l'extrémité A d'une tige invariablement liée à l'un des anneaux A et située au-dessus du centre. Quand une différence de pression se produit entre les deux faces de M, le miroir tourne.

D'après l'auteur, la plus petite pression que l'on peut déceler avec cet appareil est de l'ordre de 0,001 dyne par centimètre carré.

FERGUSON. — Sur certaines petites corrections relatives à un système d'anneaux de Newton. — P. 501-506.

Théorie mathématique. L'auteur indique les cas dans lesquels on peut employer la formule des lames parallèles et donne la correction à apporter dans les cas qui se présentent pratiquement et où l'emploi de la formule des lames parallèles n'est plus légitime.

MILNER. — Effets des forces intérioniques sur la pression osmotique des électrolytes. — P. 742-752.

La pression osmotique des solutions diluées des électrolytes inorganiques, calculée en partant de l'abaissement du point de congélation, est voisine, mais toujours plus faible que celle qui correspondrait à une dissociation complète de l'électrolyte. L'explication donnée par Arrhenius en 1887, que, dans de tels électrolytes, une fraction appréciable des molécules n'est pas dissociée est généralement adoptée. Cette théorie est fortement soutenue par l'accord que présentent les valeurs de la dissociation, calculées par l'abaissement du point de

congélation, ou par la conductivité, mais cette théorie conduit pour la variation de la dissociation en fonction de la concentration à des résultats en complet désaccord avec la loi d'action de masse, et, quoique beaucoup de tentatives aient été faites jusqu'ici pour expliquer ce désaccord, rien n'est entièrement satisfaisant.

La formule d'Arrhenius donnant la dissociation en fonction de l'abaissement du point de congélation et la loi d'action de masse repose sur l'hypothèse que la pression osmotique des ions, aussi bien que celle des molécules, obéit à la loi des gaz parfaits. Ces deux formules nécessitent donc une modification dans le cas où un écart à la loi des gaz parfaits se produit sous l'action des forces électriques relativement grandes qui existent entre les ions.

Dans un précédent mémoire, l'auteur a calculé le viriel d'un mélange d'ions dans le cas d'une dissociation complète. Dans ce nouveau travail, Milner applique ce calcul à la détermination de la pression osmotique et de l'abaissement du point de congélation pour différentes concentrations et pour un électrolyte binaire supposé complètement dissocié. La comparaison des résultats théoriques avec l'expérience permet d'énoncer la conclusion suivante.

Pour toutes les concentrations faibles d'un sel monovalent, la pression osmotique et l'abaissement du point de congélation peuvent se calculer en supposant la dissociation totale, à la condition de tenir compte des forces intérioniques.

Aubert.

HUGHES. — Une pile photoélectrique ultra-sensible. — P. 679-682.

Ayant eu besoin de mesurer la transparence du quartz dans une région très étendue du spectre, l'auteur a été amené à construire une nouvelle pile photoélectrique, qui s'est montrée extraordinairement sensible. L'électrode éclairée est constituée par une couche mince de sodium, recouvrant l'intérieur d'un ballon dans lequel on a fait le vide. La seconde électrode, reliée à l'électromètre, est une tige de laiton placée dans le ballon et isolée avec soin.

La sensibilité de cet appareil, dont l'auteur indique avec détails le mode de construction, est 100 à 200 fois plus grande que celle des piles photoélectriques ordinaires.

SOUTHWELL. — Sur l'écrasement des tubes sous l'action des pressions extérieures. P. 597-698.

Mémoire mathématique dans lequel l'auteur retrouve la formule proposée par Bryan en évitant d'introduire certaines hypothèses contestables.

L. RAYLEIGH. — Sur la représentation conforme au point de vue mécanique. P. 698-702.

RUTHERFORD et RICHARDSON. — Analyse des rayons γ du radium B et du radium C. — P. 722-734.

L'étude du rayonnement γ a été faite par deux méthodes électriques ; dans l'une, on mesure l'absorption sur une grande épaisseur des rayons dans divers corps ; dans l'autre, on examine l'absorption des rayons secondaires et la diffusion qui accompagnent le passage des rayons γ à travers la matière.

On constate que l'absorption dans le plomb décroît rapidement pour les deux premiers centimètres et devient ensuite une fonction exponentielle de l'épaisseur. MM. Soddy et Russel, dans des expériences plus soignées, ont trouvé que l'absorption par le plomb est très sensiblement exponentielle pour une grande épaisseur (2 à 22 centimètres), et ils en concluent que le rayonnement est homogène. Ce résultat fut confirmé et étendu par Russel.

Par l'examen des rayons γ secondaires, Kleeman a été conduit à diviser le rayonnement primaire en trois rayonnements de puissance de pénétration différente. Madsen n'en trouve que deux et Florance, au contraire, arrive à la conclusion que le rayonnement est très complexe et qu'on ne peut y mettre en évidence des groupes distincts de rayons.

Rutherford a émis l'hypothèse que les rayons γ des substances radioactives étaient les radiations caractéristiques des éléments respectifs produits par l'émission des rayons α ou β. Les expériences entreprises ont eu pour but de vérifier cette hypothèse.

Les auteurs ont trouvé que les rayons γ du radium B sont formés au moins de deux groupes distincts des coefficients d'absorption dans l'aluminium, 40 et 0,51. Le premier groupe est beaucoup moins pénétrant que les rayons X ordinaires.

Aucune preuve ne fut obtenue de l'émission par le radium C des groupes observés avec le radium B.

H. VIGNERON.

VAN DEN BROEK. — Relation quantitative entre le parcours des particules α et le nombre de charges émises pendant la désintégration. — P. 740.

Des relations ont été données déjà en 1907 par Rutherford, entre la période de transformation d'un corps radioactif et la vitesse des rayons α qu'il émet; en 1911, par Geiger et Nuttall, entre le parcours des particules α et la constante de transformation. Swinne et H.-A. Wilson ont établi des relations analogues.

Les auteurs montrent que l'on peut relier la vitesse initiale des particules α et le nombre de charges émises pendant la désintégration par la formule :

$$\log V_\alpha = A + nB,$$

et la période de transformation au nombre de charges émises par :

$$\log \lambda = C + nD,$$

B et D étant des constantes particulières pour chaque série et n le nombre de charges émises.

ALEXANDER FLECK. — Sur l'existence de l'uranium Y. — P. 710.

Le seul produit connu de la désintégration de l'uranium est l'uranium X. Les expériences antérieures d'Antonoff faisaient présumer l'existence d'une nouvelle substance, l'uranium Y. Les expériences de l'auteur ont été faites en vue de confirmer ces observations.

Il n'a pu obtenir à partir de l'uranium aucune substance produisant des rayons β ou α et dont la période fût de 1,5 jour, et ses efforts pour confirmer l'existence de l'uranium Y ont été infructueux.

JOHN-A. CRANSTON. — Sur la production du radiothorium à partir du mésothorium 2. — P. 712.

Le but de ces recherches était d'établir s'il existe ou non un corps intermédiaire entre le mésothorium 2 et le radiothorium.

L'auteur a observé l'accroissement de l'activité α d'une certaine quantité de mésothorium pur; il a comparé la courbe ainsi déterminée à la courbe théorique obtenue en appliquant la formule de Geiger au calcul de l'ionisation totale due aux rayons α, et dans les hypothèses suivantes :

1° Que le mésothorium 2 ne donne pas de rayonnement α ;

2° Qu'il se désintègre directement en radiothorium ;

3° Qu'au cours de l'expérience (un mois) la proportion de radiothorium ne diminue pas sensiblement du fait de sa désintégration propre ;

4° Que le thorium X, l'émanation du thorium, et ThA se désintègrent ensemble ;

5° Que ThB et ThC se désintègrent ensemble.

L'activité α était déterminée au moyen d'un électroscope disposé au-dessus d'un électro-aimant entre les pôles duquel était placée la préparation de mésothorium 2. Un écran de mica permettant d'arrêter les rayons α sans affecter sensiblement les rayons β et γ permettait de déterminer les premiers par différence.

La concordance entre les courbes théorique et expérimentale est excellente, sauf au début.

L'auteur attribue cet écart à des traces de ThB et de ThC. Peut-être quelques atomes de mésothorium 2 se désintègrent-ils en émettant des rayons α : leur nombre serait en tous cas très faible (3 pour 10.000). Par suite de la valeur connue des périodes du mésothorium 2 et du thorium B, il est difficile de se prononcer sur ce point et de nouvelles expériences devront être faites dans ce sens.

FRIC.

C.-G. BARKLA et A.-J. PHILPOT. — Ionisation dans les gaz et les mélanges gazeux par les radiations de Röntgen et corpusculaires (électroniques). — P. 832-856.

La radiation corpusculaire employée dans ces expériences est celle qui est émise par des feuilles d'or traversées par un faisceau homogène de rayons de Röntgen; elle ne dépend sensiblement que de l'absorbabilité (ou de la longueur d'onde) du faisceau de rayons X.

L'appareil consiste en une chambre d'ionisation à fenêtres de charbon. L'électrode communiquant avec l'électroscope est une

lame d'aluminium terminée par des fils très fins, précaution prise pour éliminer les radiations secondaires qu'elle pourrait émettre.

Un second électroscope sert à étalonner le faisceau de rayons de Röntgen ; on commence par observer l'ionisation produite, les lames de charbon étant frappées directement par la radiation, puis on intercale trois feuilles d'or de 10^{-5} centimètre d'épaisseur.

Les recherches de Barkla et Sadler, de même que celles de Kleeman (1), montrent que, dans ces conditions, la radiation corpusculaire secondaire intervient seule d'une manière appréciable ; celle de l'or est d'ailleurs bien plus considérable que celle du carbone. Les gaz étudiés sont l'air, H^2, N^2, O^2, CO^2, H^2S, SO^2, C^2H^5Br, CH^3I. Dans les mélanges, chaque gaz se comporte à peu près comme s'il était seul.

Quand une radiation X donnée est absorbée par un gaz, il y a émission du même nombre de corpuscules, quel que soit ce gaz (le cas de la radiation X fluorescente étant laissé de côté). L'appareil pour l'étude de l'ionisation par les rayons de Röntgen comprenait deux chambres dont l'une contenait de l'air et l'autre le gaz étudié. Un calcul simple permet de tenir compte de l'absorption. Les extrémités de la chambre d'ionisation sont en aluminium, métal dont la radiation corpusculaire a été étudiée par Sadler.

L'étude des coefficients d'ionisation montre que le rapport de l'énergie absorbée à l'ionisation varie avec la nature du gaz.

Quand des rayons X sont complètement absorbés, le nombre relatif d'ions produits est le même que dans l'absorption complète d'une radiation corpusculaire.

L'ionisation des mélanges gazeux des rayons X ne s'explique pas par une loi d'additivité ; les corpuscules d'un des gaz sont absorbés par l'autre. Ces dernières expériences ne permettent pas encore de conclure à l'inexistence d'ionisation directe par les rayons X, question à l'ordre du jour depuis les beaux travaux de C.-T.-R. Wilson.

A. Grumbach.

(1) *Proc. Roy. Soc.*, A, LXXXIV, p. 16-24 ; 1910.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXXVI; juillet-décembre 1912.

CHARLES-E. SAINT-JOHN et L.-W. WARE. — Étalons tertiaires déterminés avec un réseau plan. — Degré de précision et choix des étalons. (Premier mémoire.) — P. 14-54.

Le Comité des recherches solaires, dans sa réunion du Mont Wilson, avait recommandé d'utiliser pour la détermination des étalons tertiaires de longueur d'ondes des réseaux concaves à l'exclusion des réseaux plans. Les astronomes du Mont Wilson qui font un usage constant des réseaux plan ont voulu se rendre compte du degré de précision obtenu par l'emploi de cet instrument pour l'interpolation des longueurs d'onde entre des étalons éloignés de 50 angström. Ils ont été conduits pour cette recherche à étudier les étalons secondaires eux-mêmes. La précision atteinte par l'emploi de leur réseau plan monté dans un spectrographe autocollimateur de 9 mètres de foyer est de 0,001 angström. Il n'y a pas d'erreurs dépassant 0,001 dans les longueurs d'ondes relatives des étalons secondaires entre λ 5371 et λ 6494, excepté pour la raie λ 5434 où l'erreur atteindrait 0,002.

Les mesures ont été faites dans deux laboratoires, celui du Mont Wilson, et celui de Pasadena, à des altitudes différant de 1 700 mètres. Par suite de la différence des valeurs de la pression atmosphérique, les longueurs d'ondes de certaines raies ont présenté des écarts notables dans les deux stations. Il est donc nécessaire de ne choisir comme étalons secondaires ou tertiaires que des raies sur lesquelles on connaisse avec exactitude l'effet de la pression.

R.-W. WOOD. — L'absorption sélective de la lumière par la surface de la Lune, et la pétrographie lunaire. — P. 75-85.

En combinant des photographies de la Lune prises avec des radiations appartenant à trois régions différentes du spectre, il est possible de commencer une étude pétrographique de la surface de la Lune. Ainsi trois images obtenues avec les régions jaunes, violettes et ultra-violettes du spectre montrent des différences dans l'intensité de certaines taches sombres tout à fait comparables à celles qui

existent entre les photographies, prises à travers ces mêmes écrans, d'un morceau de lave volcanique recouvert d'une couche de soufre presque invisible à l'œil.

La méthode serait surtout applicable si l'on pouvait obtenir des photographies avec les radiations de la longueur d'onde de 8 μ, région du spectre où se trouvent les anomalies du pouvoir réflecteur des silicates.

La note de M. Wood contient un exposé du procédé d'argenture au formol et des causes des insuccès que l'on rencontre dans son application.

EDWARD-P. HYDE. — Développement synthétique des lois du rayonnement pour les métaux. — P. 89-133.

Dans l'étude du rayonnement des corps, on prend comme point de départ les lois du rayonnement du corps noir et l'on cherche à vérifier expérimentalement sur le corps étudié si les conséquences que l'on en tire sont vérifiées. C'est la méthode analytique. L'auteur s'est proposé au contraire de partir des phénomènes observés, et d'essayer de bâtir des lois ou des généralisations qui permettent de relier et d'exprimer les phénomènes.

En appliquant cette méthode synthétique au carbone, au tantale et au tungstène, il a établi deux critériums I, II qui conduisent à des conclusions plus ou moins nettes sur les lois de rayonnement des corps incandescents.

Le premier critérium, lorsqu'il est satisfait, indique la constance du pouvoir émissif de la substance avec la température. Il est satisfait pour le carbone et le tantale, mais non pour le tungstène dans le spectre visible. Il conduit à l'équation suivante pour la distribution de l'énergie dans la région du spectre où il est satisfait.

$$J = C_1 F(\lambda) \frac{1}{\lambda^5 e^{\frac{C_2}{\lambda T}}},$$

C'est l'équation de Wien pour un corps noir multipliée par une fonction F (λ).

Le second critérium conduit à l'équation suivante entre l'émission totale et la température :

$$E = S'[\theta(T)]^{\beta},$$

et, si le critérium I indique la constance de l'émission, à l'équation

$$E = ST^{\beta},$$

qui est la forme généralisée de l'équation Stefan-Boltzmann. Les valeurs trouvées pour β d'après les expériences de l'auteur sont 4 pour le carbone, 4,7 pour le tantale et 6,0 pour le tungstène.

En plus de ces résultats théoriques, le mémoire contient une discussion générale des propriétés rayonnantes de métaux.

S. POKROWSKY. — Nouvelle méthode pour déterminer les diamètres angulaires des étoiles au moyen de la lumière polarisée elliptiquement. — P. 156-168.

La lumière d'une étoile est reçue à travers deux ouvertures placées à une distance D l'une de l'autre. Entre les deux rayons tombant sur ces ouvertures et provenant d'un point de la surface de l'étoile, il existe une certaine différence de marche qui varie pour les différents points de la surface de l'étoile d'une quantité dépendant de son diamètre augulaire. Polarisons à 90° l'un de l'autre les deux faisceaux lumineux ayant traversé les deux ouvertures et superposons-les. Chaque centre de radiation donne ainsi naissance à la sortie de l'appareil à une onde plane polarisée elliptiquement. Les axes de polarisation des ondes provenant de tous les points de l'étoile coïncident. Recevons ce groupe d'ondes polarisées elliptiquement sur un prisme biréfringent, il en sort deux systèmes d'ondes planes polarisées rectilignement, et faisant entre eux un petit angle. Dans le plan focal d'une lunette, ces deux systèmes d'ondes donneront deux images de l'étoile. Le calcul donne pour le rapport des intensités de ces deux images la valeur approchée

$$i = \frac{\beta^2}{4} \qquad \text{où} \qquad \beta = \pi \frac{D}{\lambda} \frac{\omega}{2}.$$

ω est le diamètre angulaire de l'étoile, D la distance des deux ouvertures d'entrée des rayons lumineux. Le problème de la mesure des diamètres se trouve ainsi ramené à un problème très simple de photomètrie.

Malheureusement la différence de grandeur des deux images que l'on compare est très grande lorsque le diamètre angulaire est très faible et, sauf pour les étoiles les plus brillantes, l'image faible doit

être presque invisible. Pour un diamètre angulaire de 0″,02, la différence de grandeur des deux images doit être de quatre grandeurs. Pour un diamètre angulaire de 0″,005 elle doit être de sept grandeurs.

E.-J. EVANS. — Le spectre d'absorption de la vapeur de tellure et l'influence sur lui d'une haute température. — P. 228-238.

Les bandes dans le spectre d'absorption du tellure s'étendent de λ 3.900 à λ 6.000. En plus de ces bandes la vapeur produit une absorption générale selective. Le spectre d'absorption du tellure est semblable à celui du selenium mais légèrement déplacé vers le rouge.

Pour les pressions faibles, les bandes apparaissent d'abord dans le violet extrême (λ 3.900) et quand la pression s'accroît dans les régions de plus grandes longueurs d'ondes. Aux pressions suffisantes pour montrer la présence de bandes dans la région λ 5.300 à λ 6.000 l'absorption est complète dans le violet et le bleu.

Quand la pression de la vapeur est basse, les bandes d'absorption dans la région de λ 3.900-λ 4.509 diminuent d'intensité avec l'accroissement de la température, jusqu'à disparaître à 1.200° C. On peut expliquer ce fait en supposant que les bandes d'absorption sont dues à des molécules complexes qui sont dissociées à hautes températures.

FERNANDO SANFORD. — Sur la fréquence limite dans les séries spectrales. P. 255-262.

Dans cette note, l'auteur indique quelques relations entre la fréquence limite (A des formules de Kayser et Runge) dans les séries de spectres de certains corps et quelques-unes de leurs autres propriétés physiques, charges atomiques, constantes de réfraction de Gladstone, points de fusion, compressibilité, déplacements des raies par la pression.

FREDERICK SLOCUM. — Attraction des taches solaires pour les proéminences. P. 265-269.

L'auteur a observé des proéminences associées à un groupe de

taches important qui montrent une attraction violente de la proéminence par la tache ; trois nœuds de matière à des distances de 170.000, 130.000 et 75.000 kilomètres du centre d'attraction se déplaçaient vers lui avec des vitesses de 16, 20 et 60 kilomètres par seconde. L 'influence de la tache sur la proéminence est sensible à plus de 260.000 kilomètres de distance.

Emily-C. HOWSON. — Spectres de bandes de l'aluminium du cadmium et du zinc. — P. 286-292.

Les spectres d'arcs dans l'air et dans le vide diffèrent par le nombre de leurs raies et par leurs intensités relatives. Pour certains métaux, il apparaît de plus sous pression réduite des bandes qui n'existent pas quand l'arc brûle dans l'air. Le but de l'auteur a été la mesure aussi exacte que possible des raies de ces bandes pour l'aluminium, le cadmium et le zinc, et la recherche des formules des séries qu'elles forment. Les formules auxquelles s'arrêtent l'auteur ont la forme :

$$\lambda m = a + bm + cm^2 + dm^3.$$

Herbert-E. IVES. — L'étalon primaire de lumière. — P. 322-329.

Un étalon primaire de lumière, pour justifier son titre, devrait pouvoir s'exprimer en fonction des unités fondamentales de longueur de masse et de temps. Les étalons actuels ont un simple caractère de reproductibilité. L'auteur propose de prendre comme unité de flux lumineux le rayonnement d'un watt dans la région spectrale d'efficacité maximum. Pour établir cet étalon, il faut déterminer l'efficacité relative des diverses radiations, donc posséder une méthode de photométrie qui rende possible la comparaison de lumières de différentes couleurs. Pour l'auteur, le photomètre à papillotement résout la question.

Herbert-E. IVES et M. LUCKIES. — Influence de la température sur les phénomènes de phosphorescence dans les sulfures alcalins. — P. 330-342.

La diminution de la phosphorescence en fonction du temps dans

les sulfures alcalins se représente avec précision par la formule

$$1^{-x} = a + bt,$$

où x est une fonction de la température et où a et b sont des fonctions de la composition du corps et du traitement calorifique qu'il a subi.

Le phénomène de l'augmentation d'éclat sous l'influence des radiations infra rouge est maximum aux basses températures. Ils s'accroît toujours avec le temps écoulé depuis l'excitation.

Dans le cas du sulfure de zinc, l'infra-rouge et la chaleur agissent en sens opposés pendant l'excitation, et la première partie de la décroissance.

A.-G. WORTHING. — Sur l'imprécision de la loi du cosinus de Lambert pour l'émission du tungstène et du carbone incandescent. — P. 345-361.

L'auteur a mesuré la variation d'éclat, et la polarisation en fonction de l'angle d'émission, des radiations de longueur d'onde 0,63 μ et 0,46 μ émises par le carbone et le tungstène.

L'éclat du tungstène s'accroît avec l'angle d'émission, atteint un maximum sous un angle de 75°, puis décroît rapidement, l'éclat du carbone décroît de plus en plus vite quand l'angle d'émission s'accroît.

Les variations relatives d'éclat sont notablement moindres pour la radiation de longueur d'onde 0,46 μ que pour celles de longueur d'onde 0,63 μ.

La variation relative d'éclat du tungstène est plus grande aux températures les plus élevées.

En employant les constantes optiques de Wartenberg et les formules de Drude ([1]), M. Worting a pu calculer des valeurs du pouvoir émissif et de la polarisation. Aussi bien pour le tungstène que pour le carbone, les écarts avec la loi de Lambert trouvés par l'observation sont plus grands et d'un ordre de grandeur différent que les valeurs calculées, tandis que pour la polarisation de la lumière émise les valeurs observées sont considérablement moindres que les valeurs calculées.

(1) *Verh. Deutsch. phys. Gesellschaft*, **12**, 105; 1910.
(2) *Winkelmann*, **6**, 1300.

E.-F. FATH. — Spectre intégré de la voie lactée. — P. 362-368.

L'étude faite à Harvard College de la distribution dans l'espace de plus de 32.000 étoiles dont on connaît les spectres a montré que 52 0/0 des étoiles sont du type A (étoiles à hydrogène), que le rapport du nombre des étoiles du type A à celui des étoiles d'autres type s'accroît quand l'éclat diminue et que dans la voie lactée les $\frac{2}{5}$ des étoiles étudiées sont du type A. De cette étude on pourrait conclure que le spectre intégré de notre système stellaire, et en particulier de la voie lactée, serait approximativement du type A.

M. Fath a étudié le spectre intégré de la voie lactée en braquant directement un spectrographe sur sa région la plus brillante dans le Sagittaire. La surface étudiée avait donc un diamètre angulaire égal à l'ouverture angulaire du collimateur ou même un peu plus grande par suite des irrégularités du mouvement de l'appareil. Les spectres obtenus avec des poses de soixante-cinq heures sont nettement du type solaire. La conclusion tirée des observations d'Harvard n'est donc pas vérifiée. Les étoiles étudiées par Harvard sont presque toutes plus brillantes que la huitième grandeur; celles qui donnent le spectre intégré de la voie lactée sont beaucoup plus faibles. Il est probable qu'à partir d'une certaine grandeur les étoiles du type solaire prédominent.

JULES BAILLAUD.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XLI, n°ˢ 6 et 7; 1913.

KARL-F. HERZFELD. — Sur la théorie électronique des métaux. — P. 27-52.

Signification des notations employées :

T, température absolue;
E, énergie d'un électron;
e, charge d'un électron;
m, masse d'un électron;
n, nombre d'électrons dans 1 centimètre cube de métal;

N, nombre d'atomes dans une molécule-gramme;
$R = kN = 5{,}955$, constante des gaz;
λ, libre parcours des électrons dans le métal;
σ, conductivité électrique;
χ, conductivité thermique.

Résultats:

1° Dans les métaux bons conducteurs, on a la formule:

$$\frac{\chi}{\sigma T} = 0{,}07244 \times 4N^2 \frac{dE}{dT}\frac{E}{T},$$

où

$$E = \frac{1}{2}\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Pour Cu........................ $\frac{h\nu}{k} = 57{,}77$

Pour Al........................ $\frac{h\nu}{k} = 104{,}5$

Pour Ag........................ $\frac{h\nu}{k} = 41$

Pour Zn........................ $\frac{h\nu}{k} = 28$

On n'obtient pas les mêmes valeurs qu'à partir des chaleurs spécifiques.

2° A partir de E et de σ, on peut tirer le produit:

$$n\lambda = \frac{\sigma T}{a\sqrt{T}}\sqrt{\frac{E}{T}}\frac{\sqrt{m}}{e^2},$$

où a est un facteur voisin de l'unité.

3° En partant de l'effet Thomson, on peut déduire les variations de n en fonction de T:

$$\left(\frac{n}{n_0}\right)^A = T^\alpha e^{-\frac{q_0}{\sigma}}.$$

Pour Cu:

$$\alpha = 0{,}9711, \qquad q_0 = 34{,}05.$$

Pour Al:

$$\alpha = 1{,}001, \qquad q_0 = 55{,}4.$$

La constante A est évaluée à $\frac{2}{3}$.

4° On a calculé les variations de λ en fonction de T, et on a montré que la formule de Lindemann :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = B\sqrt{E} + C$$

(B et C, constantes), ne s'applique pas.

MARCEL BOLL.

WITOLD VON RYBCZYNSKI. — Propagation des ondes de télégraphie sans fil à la surface du globe terrestre. — P. 191-208.

Cette question a été étudiée récemment au point de vue mathématique par March, mais les résultats différaient notablement de ceux obtenus par Nicholson et Poincaré, et ce dernier signala [1], dans les calculs de March, une approximation incorrecte. L'auteur a repris par une méthode identique l'étude de la question et arrive à montrer que la loi de décroissance de l'amplitude de l'onde le long d'un grand cercle est non pas :

$$\frac{2}{a\sqrt{\Theta \sin \Theta}},$$

comme l'avait écrit March, mais

$$\frac{2}{a\sqrt{\Theta \sin \Theta}} e^{-\beta \rho^{\frac{1}{3}} \Theta} \tag{1}$$

avec

$$\rho = \frac{2\pi a}{\lambda},$$

a étant le rayon terrestre, λ la longueur d'onde des oscillations envisagées, Θ la distance angulaire sur la sphère terrestre entre le poste d'émission et le poste de réception.

L'introduction de ce facteur d'atténuation exponentiel montre que le mode de calcul de March peut conduire à des résultats identiques à ceux de Poincaré et de Nicholson. Ce dernier, dans le cas où la conductivité du sol terrestre est considérée comme infinie, attribuait

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 143 ; 1912.
(2) *C. R.*, t. CLIV, p. 795 ; 1912.

au facteur β la valeur 0,7. L'auteur est, au contraire, amené à lui attribuer la valeur 0,33 et, dans ces conditions l'affaiblissement des amplitudes calculé par la formule (1) est assez voisin de celui observé expérimentalement par Austin pour des distances allant jusqu'à 900 milles marins, la loi d'amortissement ainsi observée pouvant être représentée par la formule empirique :

$$e^{-0,0015\frac{d}{\sqrt{\lambda}}}$$

(d, distance en kilomètres à la surface de la terre entre l'émission et la réception).

La formule de Nicholson conduisait au contraire à des amortissements beaucoup plus élevés que ceux qu'on observait.

Dans la seconde partie de son travail l'auteur, envisage le cas où la conductivité du sol terrestre a une valeur finie σ.

Soit π_σ la valeur en un point de l'amplitude du potentiel on obtient :

$$\pi_\sigma = \pi_\infty \left[1 - \left(in\sqrt{\frac{\pi d}{2c\sigma}}\right)\left(1 - \frac{\gamma}{2}\rho_\alpha^{-\frac{2}{3}} + \frac{\beta}{2}\rho_\alpha^{-\frac{2}{3}}i\right)\right]$$

avec

$$\rho_\alpha = \frac{an}{c};$$

n, pulsation des oscillations; c, vitesse de la lumière; γ et β, certaines constantes pour une conductivité donnée.

Dans le cas où l'on considère la terre comme plane, $a = \infty$.

$$\pi_\sigma = \pi_\infty \left(1 - in\sqrt{\frac{\pi d}{2c\sigma}}\right),$$

résultat auquel était déjà arrivé Sommerfeld [1] qui désignait $n\sqrt{\frac{d}{2c\sigma}}$ sous le nom d'éloignement numérique. On voit que l'influence de la courbure a simplement pour effet, dans les résultats de Sommerfeld, de diminuer la valeur de l'éloignement numérique en le multipliant par un facteur $\left(1 - \frac{\gamma}{2}\rho_\alpha^{-\frac{2}{3}}\right)$ qui est du reste toujours très voisin de 1.

---

(1) *Annalen der Physik*, t. XXVIII, p. 71; 1909.

G.-R. OLSHAUSEN. — Formule absolue pour le calcul de l'attraction de deux solénoïdes coaxiaux. — P. 273-288.

La plupart des formules permettant de calculer l'attraction de deux solénoïdes dérivent de l'expression donnant le coefficient d'induction mutuelle d'un cercle et d'un solénoïde. L'auteur cherche à calculer cette attraction en partant de la formule établie par Cohen(1) pour l'induction mutuelle de deux solénoïdes coaxiaux :

$$M = 4\pi nn' (I_1 - I_2 - I_3 + I_4),$$

avec :

$$I_\nu = a_1 a \int_0^\pi \frac{\sqrt{a_1^2 + a^2 + c_\nu^2 - 2a_1 a \cos\psi}}{a_1^2 + a^2 - 2a_1 a \cos\psi} \sin^2\psi . d\psi,$$

et

$$c_1 = d + l + l_1,$$
$$c_2 = d + l_1 - l,$$
$$c_3 = d + l - l_1,$$
$$c_4 = d - l - l_1;$$

n, n', nombre de spires; $2l$, $2l_1$, longueurs des solénoïdes; a, a_1, leurs rayons; d, la distance de leurs points milieux.

De cette expression en posant :

$$\cos\psi = x, \qquad \alpha = a_1^2 + a_2^2, \qquad \beta = 2a_1 a, \qquad \gamma = a_1^2 + a^2 + c_\nu^2,$$

l'auteur déduit :

$$F = 4\pi nn' \left(-\frac{\partial I_1}{\partial c_1} + \frac{\partial I_2}{\partial c_2} + \frac{\partial I_3}{\partial c_3} - \frac{\partial I_4}{\partial c_4} \right),$$

avec :

$$\frac{\partial I}{\partial c} = \frac{c\beta^{\frac{1}{2}}}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{(x+1)(x-1)\,dx}{\left(x - \frac{\alpha}{\beta}\right) \sqrt{4(x-1)(x+1)} \left(x - \frac{\gamma}{\beta}\right)}.$$

Cette intégrale elliptique peut être évaluée au moyen des fonctions de Legendre et conduit à la formule :

$$\frac{\partial I}{\partial c} = \frac{c}{2} \left[\frac{2(a_1^2 + a_2^2) + c^2}{\sqrt{(a_1 + a)^2 + c^2}} F(k) - \sqrt{(a_1 + a)^2 + c^2} . E(k) \right.$$
$$\left. + \frac{a_1^2 - a^2}{|c|} \{ F(k) [F(\varphi k') - E(\varphi k')] - E(k) F(\varphi k') \} \right].$$

(1) *Bulletin du Bureau of Standards*, t. VIII, p. 925; 1907.

avec :

$$k^2 = \frac{4a_1 a}{(a_1 + a)^2 + c^2}, \quad k'^2 = \frac{(a_1 - a)^2 + c^2}{(a_1 + a)^2 + c^2}, \quad \sin\varphi = \frac{|c|}{\sqrt{(a_1 - a)^2 + c^2}}.$$

Mais l'auteur préfère le mode de décomposition de Weierstrass et arrive à une expression contenant des fonctions toutes calculables par des développements en série classiques.

Olshausen montre comment utiliser ces développements et comment diriger les calculs, et il termine par un exemple numérique.

Cette formule semble conduire à des calculs assez laborieux.

W. RIETZ. — Capacité des bobines. — P. 543-564.

La bobine dont on veut déterminer la capacité propre est placée en parallèle avec un condensateur variable.

Un interrupteur pendulaire de Helmholtz permet de couper brusquement un circuit à courant continu dans lequel se trouve intercalé la bobine, puis à un instant variable, mais déterminé, après cette rupture, de séparer la bobine du condensateur. Il suffit de décharger ce dernier dans un galvanomètre balistique pour connaître la différence de potentiel entre ses armatures au moment de la seconde rupture. On peut ainsi tracer par points la courbe représentant la variation de tension aux bornes du condensateur et déterminer par suite la période des oscillations qui prennent naissance dans le circuit bobine-condensateur. En opérant avec des capacités variables, on obtient, pour représenter le carré de ces périodes en fonction de la capacité une droite qui coupe l'axe des x en un point dont l'abscisse mesure la capacité propre de la bobine.

Pour les bobines à une seule couche, les résultats obtenus concordent très sensiblement avec ceux calculés par la formule de Drude (1).

Pour les bobines à plusieurs couches, la capacité n'est pas absolument proportionnelle à la longueur.

La proportionnalité est d'autant mieux réalisée que le nombre des couches est plus grand. A self-induction égale, on a intérêt, pour avoir les capacités les plus faibles, à n'utiliser que des bobines courtes.

R. Jouaust.

(1) *Annalen der Physik*, t. IX, p. 273; 1902.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIV; 1913.

TH. v. KARMAN. — Solutions approchées des problèmes de la théorie de l'élasticité [Remarques sur l'article de M. H. Lorenz (1)]. — P. 253-254.

H. LORENZ. — Réponse. — P. 254.

Si, avec M. Lorenz, on entend par travail des forces extérieures la demi-somme des produits de chaque force par le déplacement de son point d'application (pour les corps qui suivent la loi de Hooke), l'équilibre stable correspond au cas où le travail de déformation prend non pas sa plus petite valeur, mais sa plus grande. Car cet état correspond à la plus petite valeur de l'énergie potentielle totale dont la variation est $L_i - 2L_a$ (L_i, travail des forces intérieures; L_a, travail des forces extérieures). Comme, dans le cas considéré, $L_i = L_a$, L_i doit être maximum.

M. Lorenz ne voit, dans ces remarques, rien de contraire à ses résultats et ne fait pas d'objection à ce que l'on considère la loi du maximum de $L_i - 2L_a$ comme une autre forme du principe de l'énergie potentielle minimum.

TH. REIMERS. — Sur la torsion secondaire des cylindres d'une substance cristalline soumis à une flexion. — P. 276-278.

Rappel des travaux de W. Voigt (2) et de S.-A. Coromilas (3).

Description du dispositif expérimental. L'auteur opère sur des lames de gypse. Un tableau et un graphique montrent le bon accord de la théorie avec les mesures.

ERNST MEISSNER. — Le problème de l'élasticité pour les enveloppes minces en forme de tore, de sphère ou de cône. — P. 343-349.

La théorie de l'élasticité des enveloppes minces de révolution

---

(1) Voir ce volume, p. 266.

(2) W. VOIGT, *Wied. Ann.*, 16, 213, 398, 416; 1882; — GÖTT, *Abh.*, 1887, p. 1; — *Lehrbuch der Kristallphysik*. Leipzig u. Berlin; 1910.

(3) S.-A. COROMILAS, *Diss. Tübingen*, 1874.

chargées symétriquement par rapport à l'axe conduit à une équation différentielle totale du quatrième ordre qui, même dans les cas simples, est déjà compliquée. L'auteur montre que, si la courbure de la méridienne est constante, on est ramené à une équation du second ordre.

Soient : P un point de la méridienne moyenne, a l'angle de la normale en P avec l'axe, R_1 le rayon de courbure de la méridienne en P, R_2 le deuxième rayon de courbure principal, $2h$ l'épaisseur constante de l'enveloppe. Les axes des x, des y, des z, ont leurs origines en P et sont dirigés respectivement suivant la tangente au méridien, la tangente au parallèle et la normale intérieure. Les composantes X, Y = o, Z de la charge par unité de surface, sont des fonctions données de a.

Dans une section normale le long du parallèle, s'exercent : une tension normale T_1, un couple de moment G_1 (d'axe parallèle à l'axe des y) et proportionnel à la distance au milieu de l'épaisseur, — une pression N dirigée suivant l'axe des z. Dans une section par un plan méridien, s'exercent de même une tension T_2 et un couple de moment G_2.

L'auteur rappelle la méthode connue (¹), qui permet d'obtenir deux équations différentielles simultanées pour déplacements suivant le méridien et le parallèle. Puis, empruntant à Reissner (²) une méthode employée pour la sphère, il montre qu'elle s'étend aux surfaces de révolution. Il prend pour première variable :

$$V = NR_2,$$

et obtient d'abord entre les cinq composantes T_1, G_1, N_1, T_2, G_2 deux premières équations d'équilibre (les accents indiquent les dérivées par rapport à a) :

$$T_1 = -\frac{1}{R_2}\operatorname{cotang} a . V - \frac{1}{R_2}\frac{F(a)}{\sin^2 a}, \qquad T_2 = -\frac{1}{R_1}V' + H(a),$$

où :

$$F(a) = \int R_1 R_2 \sin a\,[X \sin a + Z \cos a]\,da + C^{te}, \qquad H(a) = \frac{F(a)}{R_1 \sin^2 a} - R_2 Z.$$

Une deuxième variable U^* est définie comme il suit :

Soient u, w les déplacements dans les directions des x et des z ;

(¹) LOVE-TIMPE, *Lehrbuch der Elastizität*, chap. XXIV, Leipzig, Teubner ; 1907.

(²) REISSNER, *Spannungen in Kugelschalen*, Leipzig, Kröner, 1912, p. 192.

ε_1, ε_2, les allongements dans les directions des x et des y. On a d'une part :

$$\varepsilon_1 = \frac{u' - w}{R_1}, \qquad \varepsilon_2 = \frac{u \text{ cotang } a - w}{R_2},$$

et d'autre part:

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2Eh}(T_1 - \sigma T_2), \qquad \varepsilon_2 = \frac{1}{2Eh}(T_2 - \sigma T_1)$$

(E, module; σ, coefficient de Poisson réciproque). Les « changements de courbure » :

$$\varkappa_1 = \frac{1}{R_1}\left(\frac{u + w'}{R_1}\right)', \qquad \varkappa_2 = \frac{\text{cotang } a}{R_2}\left(\frac{u + w'}{R_1}\right),$$

sont reliés aux moments par les relations :

$$G_1 = - D(\varkappa_1 + \sigma\varkappa_2), \qquad G_2 = - D(\varkappa_2 + \sigma\varkappa_1),$$
$$D = \frac{2Eh^3}{3(1 - \sigma)}.$$

On pose alors:

$$U^* = R_2\varkappa_2 \text{ tang } a = \frac{u + w'}{R_1}.$$

L'auteur obtient la troisième équation d'équilibre :

$$0 = \frac{R_2}{R_1} U^{*''} + \left\{ \left(\frac{R_2}{R_1}\right)' + \frac{R_2}{R_1} \text{cotang } a \right\} U^{*'} - U^* \left\{ \frac{R_1}{R_2} \text{cotang}^2 a + \sigma \right\} - \frac{VR_1}{D}.$$

Puis, introduisant l'opérateur différentiel linéaire et homogène,

$$L(\ \ ) = \frac{1}{\sin a}\frac{d}{da}\left[\frac{R_2}{R_1}\sin a \frac{d(\ \ )}{da}\right] - \frac{R_1}{R_2}\text{cotang}^2 a (\ \ ),$$

il la met sous la forme :

$$\text{(I)} \qquad L(U^*) - \sigma U^* = -\frac{R_1}{D} V.$$

La condition de compatibilité conduit d'autre part à :

$$\text{(II)} \qquad 2Eh \,.\, R_1 \,.\, U^* = L(V) + \sigma V + \Phi,$$

où Φ est une fonction de a, R_1, R_2, σ, X et Z, nulle pour $X = 0$ et $Z = 0$.

Posant alors :

$$U^* = i\frac{U}{\lambda D}, \qquad \lambda = \frac{\sqrt{3(1-\sigma^2)}}{p}, \qquad i = \sqrt{-1},$$

les équations (I) et (II) s'écrivent :

$$L(U) - \sigma U = i\lambda R_1 . V$$
$$L(V) + \sigma V = i\lambda R_1 . U - \Phi,$$

et détermineront U et V.

Comme pour la sphère et le cône, on peut donner des solutions particulières dans les cas de charge importants en pratique, l'auteur s'occupe d'abord du système homogène correspondant à $\Phi = 0$. L'élimination de U, par exemple, conduit à l'équation du quatrième ordre :

$$L\left(\frac{L(V)}{R_1}\right) - \sigma L\left(\frac{V}{R_1}\right) + \sigma\frac{L(V)}{R_1} + (\lambda^2 R_1^2 - \sigma^2)\frac{V}{R_1} = 0.$$

Si la méridienne est un cercle (sphère, tore, cône) R_1 est constant, et si l'on pose :

$$\lambda^2 R_1^2 - \sigma^2 = \varkappa^2,$$

l'équation devient :

$$LL(V) + \varkappa^2 V = 0,$$

et se décompose en deux équations du second ordre conjuguées :

$$L(V) + i\varkappa V = 0, \qquad L(V) - i\varkappa V = 0.$$

L'auteur passe ensuite aux cas des charges ($\Phi \neq 0$) et étudie en particulier pour la sphère et le cône les cas suivants : pression constante, — charge sous le poids propre, — rotation uniforme autour de l'axe.

E.-M. Lémeray.

K. FÖRSTERLING. — Propagation de la lumière dans les milieux hétérogènes (théorie de la photographie des couleurs par le procédé Lippmann). — P. 265-270.

L'étude de la propagation dans un milieu où la constante diélectrique ε varie d'une manière continue, présente de très grosses difficultés. L'auteur résout le problème en admettant :

1° Que ε n'est fonction que d'une seule coordonnée z ; que les

ondes planes, sont normales à la direction de l'axe des z et que ε ne varie qu'entre des valeurs finies de z;

2° Que la vitesse de la lumière varie rapidement avec z, mais que la variation totale est faible.

Il applique sa théorie à l'étude du procédé de Lippmann pour la photographie des couleurs. La concordance avec les faits est très satisfaisante.

H. PIWNIKIEWICZ. — Un appareil simple pour la mesure absolue du coefficient de frottement d'un gaz et pour la démonstration de la loi de Maxwell. — P. 305-308.

L'auteur décrit un appareil simple permettant de mesurer rapidement le coefficient de frottement d'un gaz; il opère sur 6 centimètres cubes de gaz seulement et peut recommencer plusieurs fois la mesure avec le même échantillon de gaz.

Deux tubes communiquent entre eux par un tube capillaire; on chasse le gaz de l'un dans l'autre par du mercure en maintenant la différence de pression constante au moyen d'un robinet et d'un manomètre à pétrole. Un manomètre à mercure permet de mesurer la valeur absolue de la pression dans le second tube.

Le temps que met un volume connu du gaz pour passer d'un tube à l'autre donne le coefficient de frottement (volume $6^{cm^3},03$, longueur du tube capillaire $36^{cm},55$, rayon $0^{cm},01772$). Les expériences ont porté sur l'air, le gaz carbonique, l'hydrogène; les résultats concordent avec les mesures les plus récentes, elles vérifient parfaitement la constance du coefficient de frottement quand la pression varie.

N. BOTEZ et H. HERTENSTEIN. — Quelques expériences sur la conductibilité thermique dans les cristaux. — P. 332-336.

Les auteurs ont mesuré les conductibilités relatives d'un certain nombre de cristaux par la méthode de Voigt consistant à tailler une lame rectangulaire parallèlement au plan de deux axes principaux de conductibilité λ_1 et λ_2. On coupe ensuite cette lame parallèlement à son grand côté, qui fait un angle φ avec la direction de λ_1,

on tourne l'une des moitiés de 180° et on l'applique contre l'autre. Si alors on chauffe le petit côté de la lame, les isothermes présentent, à l'intersection des deux moitiés, un point anguleux. Si θ est l'angle des tangentes en ce point, le rapport des conductibilités λ_1 et λ_2 est donné par la formule :

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \text{cotang}\,\varphi \,.\, \text{tang}\left(\varphi + \frac{\theta}{2}\right).$$

Les isothermes sont produits sur la lame par la fusion et la solidification d'une couche de cire.

Cette même méthode permet d'étudier le point anguleux des isothermes au passage d'un cristal à un cristal différemment orienté. C'est ainsi que les auteurs ont pu mesurer $\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$ pour un cristal d'aragonite maclé.

Le premier procédé donne pour l'aragonite $\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 0{,}82$, le second 0,78.

Les auteurs comparent leurs résultats (aragonite, topaze, barytine, vésuvine, rutile, cassitérite, calcite, dolomite, quartz, béryl, apatite), à ceux de Tuchschmidt et de Jäger. Ils sont en général assez concordants, sauf pour la calcite.

(Pour la calcite : Jannetaz, 0,835 ; Tuchschmidt, 0,820 ; Botez et Hertenstein, 0,939, 0,942).

P. Job.

W.-G. CADY. — Sur quelques phénomènes se produisant à l'anode dans les décharges à travers un gaz. — P. 296-302.

Après avoir rappelé les recherches antérieures sur l'influence des impuretés solides (oxydes) sur la lueur positive (1), l'auteur considère le cas suivant dont il a fait l'étude électrique : l'anode est une tige de tungstène, la cathode un disque de cuivre de 2mm,5 de diamètre. Le gaz est de l'azote sous une pression de 3 à 11 millimètres (tension 540 volts, intensité de 0,004 à 0,1 ampère). A travers un trou pratiqué dans l'anode de cuivre peut se déplacer un fil de cuivre, en

(1) Stark, *Ph. Z.*, V, 81 ; 1904. — Fabry et Buisson, *J. de Phys.*, 4e série, IX, p. 929 ; 1910. — Hagenbach et Veillon, *Ph. Z.*, XI, 838 ; 1910. — Hagenbach, *ibid.*, XII, p. 1015 1911. — Cady et Vinal, *Ph. Z.*, X, p. 569 et 623 ; 1909.

communication avec elle, auquel est fixé un morceau de fer qui permet de le faire mouvoir à l'aide d'un aimant extérieur. Dès que le fil affleure à la surface, l'effluve se concentre sur lui jusqu'à ce que la plaque de cuivre commence à être oxydée par les impuretés du gaz; des taches lumineuses apparaissent alors à sa surface. Il semble que l'oxyde doive atteindre une température élevée pour concentrer sur lui la colonne positive. Les résultats sont les mêmes avec des anodes de fer, d'argent et aussi avec une anode de mercure et un fil de platine; le mercure est sale à la fin de l'expérience.

L'oxyde de l'anode ne doit peut-être son rôle qu'à sa mauvaise conductibilité et à sa faible température d'ébullition; on ne peut évidemment pas assimiler ce phénomène à celui des cathodes à oxyde incandescent.

Dans certains cas, on peut avoir un arc à l'anode et une effluve à la cathode.

Edm. van AUBEL. — Sur l'indice de réfraction des corps purs à leur température critique. — P. 302-303.

Clarence Smith a calculé par extrapolation l'indice de réfraction d'un grand nombre de corps purs; pour un certain nombre d'entre eux, on trouve la valeur unique 1,126 (pour la raie D). L'auteur a fait le même calcul pour l'aniline, le sulfure de carbone et l'eau, il trouve: 1,164, 1,189, 1,102; ces corps n'ont aucune relation théorique avec ceux qui font exception à la règle de Clarence Smith, d'après le physicien anglais lui-même. Par contre, les résultats que le prince Galitzine et Wilip ont obtenu expérimentalement au point critique de l'éther éthylique, pour $\lambda = 6.708$, justifient le mode de calcul de Clarence Smith: l'expérience donne $n = 1,12$, le calcul 1,1214.

A. Grumbach.

Joseph PETERSON. — L'origine des sons de combinaison subjectifs. P. 815-816.

Réclamation de priorité au sujet d'un mémoire de Cl. Schaefers [1] indiquant comme origine possible des sons de combinaison subjectifs la superposition, dans le liquide de l'oreille interne, de deux mouvements vibratoires.

P. Lugol.

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XXXIII, p. 1216-1226; 1910.

K. KÄHLER. — Les variations de la conductibilité électrique de l'atmosphère et du courant vertical à Postdam. — P. 1216 1221.

Ces mesures relatives à la période s'étendant du 1er octobre 1910 au 1er octobre 1911 complètent celles qui avaient été faites antérieurement à Postdam (17 mai 1909-1er mai 1910) par le même procédé, mais qui n'avaient porté que sur la conductibilité négative.

L'auteur enregistre la diminution du potentiel de deux fils de cuivre noircis chargés six fois par heure à 220 volts, l'un positivement, l'autre négativement, et mis respectivement en communication, pendant l'espace de temps qui sépare deux charges consécutives, avec l'aiguille d'un électromètre de Benndorf. Ces fils, de 20 mètres de longueur, sont tendus entre des isolateurs à l'intérieur d'un grand cylindre en treillis métallique noirci mis en communication avec la terre. Le fil chargé positivement se trouve à 1m,50 audessus du sol, le fil chargé négativement est placé 1 mètre plus bas dans le même plan vertical. Ce dispositif présente l'avantage, si l'on donne aux fils des charges de même signe, de permettre l'étude des variations de la conductibilité λ avec la hauteur dans le voisinage de la surface du sol. D'autre part il a l'inconvénient, pour les mesures courantes, de ne pas placer les deux fils dans des conditions identiques par rapport au sol.

Les valeurs moyennes résultant de 95 journées normales (pendant lesquelles le champ est resté constamment positif) sont :

$$\left.\begin{array}{l}\lambda_+ = 0{,}51 \times 10^{-4}\ \text{U. E. S.}\\ \lambda_- = 0{,}44 \times 10^{-4}\ \text{U. E. S.}\end{array}\right\} \lambda_+ + \lambda_- = 0{,}95 \times 10^{-4}\ \text{U. E. S.}$$

$$q = \frac{\lambda_+}{\lambda_-} = 1{,}16.$$

La valeur moyenne du champ pour l'ensemble des mêmes journées est 254 volts par mètre.

Comme on pouvait s'y attendre d'après la valeur élevée du champ à Postdam, la conductibilité est faible. Elle est à peu près le tiers de celle qu'a trouvée Dorno à Davos ($2{,}8 \times 10^{-4}$ U. E. S.) où le champ est, au contraire, relativement faible.

La variation annuelle de λ suit une marche inverse de celle du champ. Le maximum de la conductibilité se produit en été ($1{,}15 \times 10^{-4}$ U. E. S. en juillet), le minimum en hiver ($0{,}7 \times 10^{-4}$ U. E. S.

en janvier). La variation diurne présente une double période (maximum principal vers 4 heures, deuxième maximum l'après-midi, premier minimum le matin, deuxième dans la soirée). En hiver, le maximum du matin se renforce, celui de l'après-midi se produit plus tardivement et l'oscillation tend à devenir simple, λ varie sensiblement en sens inverse du champ. Ce fait ne se vérifie, en été, que pour les heures de la nuit et dela matinée. Cette marche diurne de λ est moins simple que celle trouvée à Davos (maximum à 4 heures, minimum à 9-10 heures en toute saison).

L'intensité du courant vertical déduite des valeurs trouvées pour λ et $\frac{dV}{dh}$ est $i = 71 \times 10^{-8}$ U. E. S. ou $2{,}4 \times 10^{-16} \frac{\text{amp.}}{\text{cm}^2}$.

Cette quantité varie faiblement dans le courant de l'année. Sa valeur est plus grande en hiver et au printemps qu'en été et en automne.

$$3.0 \times 10^{-16} \frac{\text{amp.}}{\text{cm}^2} \text{ en décembre.}$$

$$2.0 \times 10^{-16} \frac{\text{amp.}}{\text{cm}^2} \text{ en septembre.}$$

Elle montre une variation diurne assez nette surtout en été (deux maxima, l'un le matin, l'autre le soir, avec minimum très accusé vers le milieu du jour). En hiver, l'oscillation est plus faible et fréquemment renversée.

Le rapport $q = \frac{\lambda_+}{\lambda_-}$ passe par son maximum en hiver (janvier 1,29) et par son minimum en été (juillet 1,09). La variation diurne est très apparente en été (maximum vers 20-22 heures et minimum vers 13-14 heures) on la retrouve, mais moins visible, en toute saison.

En chargeant les deux fils positivement, on trouve,comme on pouvait le prévoir,que λ_- est plus faible à $0^m{,}50$ qu'à $1^m{,}50$. Le rapport

$$\frac{\lambda_- \text{ (à } 0^m{,}50)}{\lambda_- \text{ (à } 1^m{,}50)} = 0{,}97$$

subit une variation diurne très nette avec maximum vers 19-20 heures et minimum vers 13-15 heures.

Tous ces résultats, relatifs aux variations diurne et annuelle, s'accordent avec l'hypothèse d'une influence directe exercée par la radiation solaire sur les éléments de l'électricité atmosphérique près du sol.

Par jours calmes et quoiqu'il y ait des exceptions intéressantes, on observe en général une marche inverse de $\frac{dV}{dh}$ et de λ en même temps qu'un accroissement de q à mesure que $\frac{dV}{dh}$ devient plus grand.

Par temps brumeux, la conductibilité positive l'emporte notablement sur la négative, ce qui indique que les ions négatifs sont alors moins mobiles que les positifs. En même temps la conductibilité totale diminue.

Par temps de brouillard, on observe des phénomènes analogues ; le rapport q passe alors par ses valeurs maxima. De plus, la conductibilité près du sol est plus grande qu'à 1 mètre au-dessus.

Les rafales de poussières causent en général un accroissement de λ_- coïncidant avec une saute négative du champ. De là résulte une diminution de q, qui tombe au-dessous de l'unité.

Lorsqu'il se produit des orages, on constate que, s'ils débutent par potentiel positif, q augmente, s'ils débutent par potentiel négatif, q diminue. Cependant un certain nombre des orages étudiés ont été sans influence sur les deux λ. C'est dans les périodes qui précèdent ces phénomènes que l'on note les valeurs extrêmes de q. Ce rapport est monté parfois à 4 et descendu à 0,3. Ces fortes variations unipolaires de la conductibilité ne s'expliquent pas seulement par l'influence du champ terrestre. Il doit exister au voisinage du sol, par temps d'orage, des couches d'air anormalement conductrices et contenant, suivant les cas, un excès de charges positives ou négatives.

Pendant les orages, on note également de fortes variations de la conductibilité et surtout de q.

Lors des grains, on remarque des phénomènes analogues, mais moins intenses. Par pluie générale, on observe de nombreux cas où des valeurs négatives du champ accompagnent une faible augmentation de λ_- sans que, cependant, q descende au-dessous de 0,8. C'est là probablement une conséquence de l'effet Lénard qui engendre dans l'air des centres chargés négativement.

Walter KNOCHE. — Valeurs élevées de l'activité induite et de la conductibilité dans la cordillère de Las-Condes. — P. 1221-1222.

L'auteur a trouvé à la mine de Las Condes (3500-3600 mètres au-dessus du niveau de la mer) de très hautes valeurs pour l'activité de

l'atmosphère. Ses mesures ont été effectuées à l'aide du procédé d'Elster et Geitel tel qu'il s'en est servi dans son voyage à l'île de Pâques. En désignant par A_2 et A_5 les valeurs de l'activité définie avec les conventions d'Elster et Geitel et correspondant à la 2e et à la 5e minute après l'introduction du fil dans la chambre d'ionisation, on a obtenu les valeurs moyennes suivantes :

de 10 heures à midi......	$A_2 = 503$	et	$A_5 = 208$
de 16 — à 18 heures.	$A_2 = 467$		$A_5 = 206$

L'étude de la courbe de décroissance de l'activité montre qu'elle est due à la seule émanation du radium, tandis qu'en Bolivie, en général, l'influence de l'émanation du thorium se fait sentir (10 0/0 à 1 mètre de hauteur).

Deux mesures de la conductibilité par beau temps, clair et sec, ont donné des valeurs extrêmement élevées.

$$\lambda = 20,4 \times 10^{-4} \text{ U. E. S.}$$
$$\lambda = 26,3 \times 10^{-4} \text{ U. E. S.}$$

D'autre part, les valeurs correspondantes du champ sont moyennes : 50,7 et 60,1 $\frac{\text{volts}}{\text{mètres}}$, de sorte que le courant vertical atteint ici une intensité très forte, par rapport à celles que l'on mesure d'habitude.

$$\left.\begin{array}{l} i = 35,5 \times 10^{-7} \text{ U. E. S.} \\ i = 65,5 \times 10^{-7} \text{ U. E. S.} \end{array}\right\} \text{au lieu de } 7 \times 10^{-7} \text{ U. E. S. environ.}$$

Ces hautes valeurs de la conductibilité sont en rapport avec les nombres des ions, qui sont considérables :

$n_+ = 5\,270$ et $6\,100$, $n_- = 5\,170$ et $6\,990$ par centimètre cube.

tandis que leurs mobilités ne s'écartent pas notablement des valeurs habituelles.

C.-E. Brazier.

SUR LA LOI D'ADDITIVITÉ DE KOHLRAUSCH (1);

Par M. G. BOIZARD.

Kohlrausch a montré que « la conductivité équivalente Λ_0 d'une solution électrolytique aqueuse de dilution infinie peut être regardée comme égale à la somme de deux termes, l'un u_c relatif au cation, l'autre u_A relatif à l'anion, les valeurs de ces deux termes ne dépendant respectivement que de la nature chimique de l'ion correspondant et nullement du deuxième ion auquel il se trouve associé dans l'électrolyte considéré. u_c et u_A s'appellent les conductivités équivalentes des ions ».

Les tableaux les plus complets donnant les valeurs des conductivités équivalentes des ions dans les solutions de dilution infinie sont dus à Kohlrausch et Steinwehr (2), Kohlrausch et Gruneisen (3). Ayant eu l'honneur d'être chargé par la Société de Physique d'établir quelques-uns des tableaux relatifs aux conductivités des électrolytes, j'ai été amené à modifier quelques-unes des constantes données par les auteurs précédents, à la suite des belles recherches de Noyes (4).

Les modifications ont été les suivantes :

$\overset{+}{H}$	$10^9 u_c =$	314	unités électromagnétiques CGS	au lieu de	318
$\overset{+}{NH^4}$		65,4	—	—	64,4
$\frac{1}{2}\overset{++}{Ba}$		55,4	—	—	55,9
$\overset{-}{OH}$	$10^9 u_A =$	170	—	—	174
$\overset{-}{Cl}$		65,4	—	—	65,44
$1/2\ \overset{=}{SO^4}$		68,3	—	—	68,7

et ces nombres nouveaux ont figuré dans le tableau 260*a*, page 630; ils sont relatifs à la température de 18°.

Depuis la publication des constantes, j'ai dressé à nouveau, pour 18°, le tableau des Λ_0 (tableau 256) et des ($u_c + u_A$) (tableau 260).

(1) Complément aux tableaux de constantes 256, page 611, et 260, page 629, publiés par la Société française de Physique.

(2) *Sitzungsberichte der Königlich pr. Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, 1902.

(3) *Idem*, 1904.

(4) *Journal de Chimie physique*, 1908; tableau de constantes 259, page 626.

L'étude des différences $\Lambda_0 - (u_c + u_A)$ m'a conduit à nouveau aux modifications suivantes à apporter aux tableaux 256 et 260.

J'avais calculé, par la formule de Noyes :

$$\frac{1}{\Lambda_0} - \frac{1}{\Lambda} = k\,(n\Lambda)^q \text{ (1)}$$

les conductivités équivalentes Λ_0 de quelques sels. Pour la plupart d'entre eux, les valeurs de Λ sont dues à Kohlrausch ; j'ai donc recalculé par la deuxième formule de Kohlrausch,

$$\Lambda_0 - \Lambda = kn^{\frac{1}{2}},$$

les valeurs de Λ_0, et ai obtenu les résultats suivants :

Sels	Formule de Noyes (à 18°)		Formule de Kohlrausch (à 18°)
Chlorure de strontium.	$10^9\Lambda_0 = 119$	unités électr. C.G.S.	$10^9\Lambda_0 = 119{,}2$
— zinc......	114	—	111,5
Acétate de baryum....	90,5	—	89,9
— calcium....	84,9	—	84,1
— potassium..	101	—	100,5
— strontium..	83,3	—	84
Nitrate d'ammonium..	128,4	—	127,4
Oxalate de magnésium.	110,8	—	109,8
Sulfate de calcium....	121,4	—	120,2
— sodium....	112,1	—	112,2

Ces valeurs nouvelles de Λ_0 concordent mieux, en général, avec les valeurs de $(u_c + u_A)$. Il y a donc lieu de les adopter. La concordance est encore meilleure en adoptant à 18° pour $C^2\overline{H}^3O^2$ la valeur $10^9\,u_A = 34{,}6$ au lieu de 35, valeur du reste qui dérive directement de la valeur $10^9\,\Lambda_0 = 78{,}1$ de l'acétate de sodium donnée par Noyes.

L'acide picrique et le picrate de sodium donnent respectivement à 18° :

Acide picrique............	$10^9\,[\Lambda_0 - (u_c + u_A)] = +\,6{,}5$
Picrate de sodium.........	$10^9\,[\Lambda_0 - (v^c + u_A)] = 0$

La première différence me paraissant trop grande, j'ai repris les calculs de Gorke (2) avec les nombres de son mémoire. Pour l'acide

(1) Λ désigne la conductivité équivalente de la solution de concentration équivalente n ; k et q sont des constantes dépendant de l'électrolyte.

(2) *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. LXI ; 1908.

picrique, la valeur $10^9\ \Lambda_0 = 346{,}5$, qu'il a calculée par la deuxième formule de Kohlrausch est exacte, mais pour le picrate de sodium, on trouve $10^9\ \Lambda_0 = 72$ au lieu de 69,5 ; d'où la nouvelle valeur de l'anion $C^6H^2\,(\overline{NO^2})^3O$: $10^9\ u_A = 28{,}5$ au lieu de 26. Si nous prenons en outre pour $\overset{+}{H}$ la valeur $10^9 u_C = 315$ de Noyes et Yogoro Kato (1) (au lieu de 314), la différence $10^9\ [\Lambda_0 - (u_C + u_A)] = +\ 3$ seulement.

Ces modifications faites, le tableau suivant montre avec quelle remarquable précision, à 18°, se vérifie alors la loi de Kohlrausch. Les nombres indiqués par un * sont les nombres proposés dans cet article ; les nombres marqués par deux ** dérivent des valeurs de Λ_0 données par Jones et White (2) et sont à ajouter au tableau 260 a.

Les unités employées sont les unités électromagnétiques C. G. S.

Electrolytes	$10^9 u_C$	$10^9 u_A$	$10^9(u_C+u_A)$	$10^9\Lambda_0$	$10^9[\Lambda_0-(u_C+u_A)]$
Bromure de potassium.....	64,7	67,6	132,3	132,3	0
Chlorure d'ammonium.....	65,4	65,4	130,8	131,1	+ 0,3
— de baryum.......	55,4	65,4	120,8	121	+ 0,2
— de cæsium.......	68,2	65,4	133,6	133,6	0
— de calcium.......	52	65,4	117,4	117	— 0,4
— de lithium.......	33,4	65,4	98,8	98,9	+ 0,1
— de magnésium...	46,1	65,4	111,5	111	— 0,5
— de potassium....	64,7	65,4	130,1	130,1	0
— de rubidium.....	67,6	65,4	133,0	133	0
— de sodium.......	43,5	65,4	108,9	109	+ 0,1
— de strontium.....	51,9	65,4	117,3	119,2*	+ 1,9
— de thallium......	66	65,4	131,4	131,5	+ 0,1
— de zinc...........	46,6	65,4	112,0	111,5*	— 0,5
Fluorure de potassium....	64,7	46,6	111,3	111,3	0
— de sodium......	43,5	46,6	90,1	90,1	0
— de thallium.....	66	46,6	112,6	112,5	— 0,1
Iodure de potassium......	64,7	66,4	131,1	131,1	0
Sulfocyanure de potassium.	64,7	56,6	121,3	121,3	0
Acétate de baryum........	55,4	34,6*	90,0	89,9*	— 0,1
— de calcium........	52	34,6*	86,6	84,1*	— 2,5
— de potassium.....	64,7	34,6*	99,3	100,5*	+ 1,2
— de sodium........	43,5	34,6*	78,1	78,1	0
— de strontium......	51,9	34,6*	86,5	84*	— 2,5
Benzoate de sodium.......	43,5	26,5** (3)	70	70	0
Chlorate de potassium....	64,7	55	119,7	119,7	0
Cinnamate de sodium.....	43,5	23,5** (4)	67	67	0
Iodate de lithium.........	33,4	33,9	67,3	67,4	+ 0,1
— de potassium......	64,7	33,9	98,6	98,5	— 0,1
— de sodium.........	43,5	33,9	77,4	77,4	0

(1) *Idem*, t. LXII ; 1908.
(2) *American Chemical Journal*, t. XLIV ; 1910.
(3) Anion $C^6H^5 - CO^2$.
(4) Anion $C^6H^5 - CH = CH - CO^2$.

Electrolytes	$10^9 u_C$	$10^9 u_A$	$10^9(u_C+u_A)$	$10^9 \Lambda_0$	$10^9[\Lambda_0-(u_C+u_A)]$
Nitrate d'ammonium......	65,4	61,8	127,2	127,4*	+ 0,2
— d'argent...........	54	61,8	115,8	115,8	0
— de baryum........	55,4	61,8	117,2	116,9	— 0,3
— de calcium........	52	61,8	113,8	113,8	0
— de lithium........	33,4	61,8	95,2	95,2	0
— de plomb.........	61,5	61,8	123,3	123,3	0
— de potassium......	64,7	61,8	126,5	126,5	0
— de sodium........	43,5	61,8	105,3	105,3	0
— de strontium......	51,9	61,8	113,7	113,7	0
— de thallium.......	66	61,8	127,8	127,7	— 0,1
Oxalate de magnésium....	46,1	63,8	109,9	109,8*	— 0,1
— de potassium.....	64,7	63,8	128,5	128,5	0
Phénylglycolate de sodium.	43,5	24,5** (1)	68	68	0
Picrate de sodium.........	43,5	28,5*	72	72*	0
Pyromucate de sodium....	43,5	30,5** (2)	74	74	0
Salicylate de sodium......	43,5	39,5** (3)	83	83	0
Sulfate de cadmium.......	47,4	68,3	115,7	115,5	— 0,2
— de calcium........	52	68,3	120,3	120,2*	— 0,1
— de cuivre..........	47,1	68,3	115,4	115,3	— 0,1
— de lithium.........	33,4	68,3	101,7	102	+ 0,3
— de magnésium....	46,1	68,3	114,4	114,1	— 0,3
Sulfate de potassium (bibasique)..................	64,7	68,3	133,0	132,8	— 0,2
Sulfate de sodium (bibasique)...................	43,5	68,3	111,8	112,2*	+ 0,4
Sulfate de zinc............	46,6	68,3	114,9	114,7	— 0,2
Toluates (o, m, p) de sodium.	43,5	24,5** (4)	68	68	0
Hydrate de baryum.......	55,4	170	225,4	222	— 3,4
— de sodium........	43,5	170	213,5	216,5	+ 3
Acide chlorhydrique.......	315*	65,4	380,4	379	— 1,4
— nitrique............	315*	61,8	376,8	377	+ 0,2
— picrique............	315*	28,5*	343,5	346,5	+ 3
— sulfurique..........	315*	68,3	383,3	383	— 0,3

Remarques sur le tableau

I. — Si on considère les sels, les séries nombreuses, telles que les chlorures, nitrates et sulfates d'une part, les sels de potassium et de sodium d'autre part, présentent [à l'exception du chlorure de strontium (+ 1,9) et de l'acétate de potassium (+1,2)] un écart maximum (±0,5), c'est-à-dire vérifient la loi avec une précision d'au moins $\frac{1}{200}$.

(1) Anion $C^6H^5 - CHOH - CO^2$.

(2) Anion $C^4H^3O - CO^2$.

(3) Anion $C^6H^4 \lt^{OH\ (1)}_{CO^2\ (2)}$.

(4) Anion $C^6H^4 \lt^{CH^3}_{CO^2}$.

La série la moins bonne est celle des acétates où la précision ne dépasse pas le $\frac{1}{50}$. Il y aurait peut-être lieu de reprendre les mesures des conductivités à 18° du chlorure de strontium et des acétates.

II. — Pour les bases, la valeur de l'anion $\overline{OH}$ se précise ; elle est probablement égale à : $10^9\ u_A = 170$, avec une erreur relative de $\frac{1}{100}$ au maximum. (Kohlrausch avait donné 174, en indiquant du reste que le chiffre 4 était douteux.) Comme on ne possède à 18° que les valeurs des conductivités limites de la baryte et de la soude données par Noyes, il est à souhaiter qu'on mesure les conductivités à 18° en solution étendue des hydrates de potassium, thallium, calcium, strontium, etc.

III. — Les valeurs données pour le cation $\overset{+}{H}$ ont été des plus variables. Kohlrausch avait donné $10^9\ u_c = 318$; Noyes et Sammet [1], 330 ; Drücker [2], 313 ; Noyes et Yogoro Kato [3], 315 ; Boizard [4], 314. La valeur de $\overset{+}{H}$ est certainement 315 à moins de $\frac{1}{100}$ près. Ici encore, il serait désirable d'obtenir à 18° les conductivités limites des acides figurant au tableau 257 *d*, page 620.

IV. — Signalons en terminant que Drücker [2] discutant les mesures de conductivités faites sur les bons électrolytes et admettant pour valeur limite de la conductivité moléculaire celle correspondant aux solutions contenant un équivalent-gramme par 10.000 litres ($n = 10^{-7}$) était arrivé aux conclusions suivantes :

$\overset{+}{K}$	$10^9 u_c = 64{,}4 \pm 0{,}08$	$\overline{Cl}$	$10^9 u_A = 65{,}2 \pm 0{,}13$
$\overset{+}{Na}$	$42{,}7 \pm 0{,}06$	$\overline{NO^3}$	$62{,}3 \pm 0{,}26$
$\overset{+}{Ag}$	$54 \pm 0{,}0$	$1/2\ \overset{=}{SO^4}$	$66{,}7 \pm 0{,}26$
$\overset{+}{H}$	$313 \pm 0{,}26$		

Ces valeurs sont trop faibles pour la plupart, la conductivité augmentant encore avec la dilution.

---

(1) *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. XLIII ; 1903.
(2) *Zeitschrift für Electro-Chemie*, t. XIII ; 1907.
(3) *Zeitschrift für physikalische Chemie*, t. LXII ; 1908.
(4) *Constantes*, page 630.

SUR L'ÉCOULEMENT DU MERCURE PAR LES FILS DE CUIVRE ÉTAMÉ D'APRÈS LES EXPÉRIENCES DE M. A. TCHERNIAWSKY (1);

Par M. A. JAUBERT DE BEAUJEU.

La publication des expériences de M. A. Tcherniawsky sur l'écoulement du mercure à travers les fils de cuivre étamé (2) m'engage à publier les résultats que j'ai obtenus dans la même voie et d'une façon tout à fait indépendante (3).

A la vérité mes expériences ne sont pas encore terminées, car elles sont très longues à réaliser.

Ce que je dirai ici sera la transcription de quelques notes inscrites au cours de mes expériences et qui indiquent quelques particularités non encore signalées par M. Tcherniawsky. Voici l'expérience fondamentale et quelques conclusions de M. Tcherniawsky.

« Au cours de recherches faites au laboratoire de Physique de Genève, dans le courant de l'année 1910, MM. C.-E. Guye et S. Ratnowsky avaient signalé un curieux phénomène de transport du mercure dans les conditions suivantes : Pour compléter un circuit électrique, deux godets de mercure placés à des niveaux différents avaient été reliés par un fil de cuivre étamé recouvert d'une couche de caoutchouc. Peu de temps après, on put constater que le mercure passait à travers le fil du godet supérieur dans le godet inférieur comme par un siphon. Dans ce travail, nous nous sommes proposés d'étudier la cause et la marche du phénomène.

La couche isolante qui recouvre le cuivre étamé ne paraît indispensable au phénomène qu'en empêchant l'oxydation de l'étain et en permettant ainsi à l'amalgamation de se propager peu à peu tout le long du fil.

L'écoulement du mercure est dans les limites données (jusqu'à 650 millimètres de mercure) indépendant de la pression exercée sur le mercure ; il en résulte que l'action hydrodynamique ne doit pas être prise en considération dans l'explication de l'écoulement du mercure entre le fil et l'enveloppe et que les actions capillaires, chimiques ou de diffusion, doivent seules être invoquées.

---

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 4 avril 1913.

(2) *Arch. des Sciences physiq. et nat.*, Genève, juillet 1912.

(3) Je n'ai eu connaissance de ces expériences qu'en février 1913.

Pour que l'écoulement puisse se produire, il est nécessaire que l'étain soit amalgamé. »

1° Ma première observation date de la fin de l'année 1909, où je reconnus par hasard que le mercure s'écoulait à travers un câble formé d'un faisceau de fils de cuivre étamé, entouré d'une couche de caoutchouc, comme à travers un siphon.

Je fis aussitôt quelques expériences d'essai en employant un câble nu, un fil de cuivre étamé nu, qui me confirmèrent que le mercure s'écoulait par les fils de cuivre étamé. Une expérience avec un fil de cuivre pur ne montra aucun écoulement; il fallait donc attribuer à l'étain le rôle de conducteur du mercure.

Ces expériences un moment abandonnées furent reprises fin 1910 et continuées sans interruption depuis;

2° Ces phénomènes de pénétration du mercure dans l'étain, le plomb et dans d'autres métaux, ainsi que l'effet siphon sont connus depuis longtemps.

Daniell [1], en 1830, signale la pénétration du mercure dans l'étain et la formation de petits cristaux d'amalgame.

Horsford [2] modifia l'expérience de Daniell et constata l'effet siphon, c'est-à-dire l'écoulement du mercure à travers des lames d'étain et de plomb recourbées en forme de siphon et plongeant dans une éprouvette contenant du mercure. Horsford vit que l'amorçage se produisait spontanément et que l'écoulement était vite arrêté par suite de la formation d'un amalgame qui rend le métal cassant et le fendille. Le métal se dissout aussi dans le mercure et l'expérience s'arrête. On peut très facilement reproduire ces expériences avec des fils de plomb, d'étain ou un alliage de plomb et d'étain.

Il semble que les phénomènes observés sur le cuivre étamé ne soient qu'un cas particulier des phénomènes précédents, le cuivre servant simplement de support à l'étain et l'empêchant ainsi de se casser, de se fendiller et de former une solution de continuité.

3° Le dispositif que j'emploie est représenté sur la *fig.* 1. Le mercure est contenu dans une petite éprouvette cylindrique dans laquelle plonge un fil de cuivre étamé recourbé en siphon; la branche libre était en général à un niveau plus élevé que le fond de l'éprouvette.

---

(1) Daniell, Poggendorf *Annalen*, 20; 1830.

(2) Horsford, *American Journal of Science*, 13; 1852.

Plusieurs cas peuvent se présenter.

a) L'extrémité de la branche extérieure du siphon est libre et le niveau du mercure dans l'éprouvette est à une certaine distance h au-dessus de cette extrémité (*fig.* 1); dans ce cas, l'écoulement se produit spontanément au bout d'un temps plus ou moins long, et il continue jusqu'à ce que le niveau du mercure dans l'éprouvette vienne à une distance h', au-dessus de l'extrémité du siphon (*fig.* 2), le niveau du mercure dans l'éprouvette viendra au maximum sur le même plan horizontal passant par cette extrémité alors $h' = 0$, mais ne descendra jamais au-dessous de ce plan; en général la distance h' n'est pas nulle, cette distance h' caractérise la position d'équilibre du système.

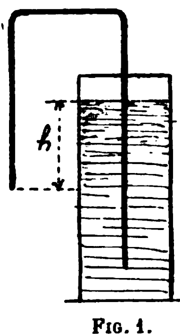


Fig. 1.

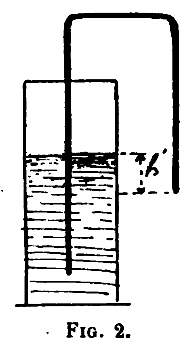


Fig. 2.

Des expériences instituées pour voir de quoi dépendait cette distance h' n'ont pas encore donné de résultat.

b) Au début de l'expérience, l'extrémité libre du siphon est à une distance h'' au-dessous de la surface libre du mercure égale à h', inférieure à h', nulle (*fig.* 3), et à plus forte raison si cette extrémité libre est au-dessus de la surface du mercure : aucun écoulement ne se produira, bien que l'amalgamation semble s'effectuer sur toute l'étendue du fil étamé.

c) L'extrémité du siphon plonge dans une seconde éprouvette contenant du mercure à un niveau différent de la première.

L'expérience montre que le mercure passe de l'éprouvette qui contient le mercure au niveau le plus élevé dans l'autre et que l'écoulement continue jusqu'à ce que les deux niveaux viennent sur le même plan horizontal (*fig.* 4). L'écoulement se produit plus rapidement dans ce cas que si l'une des branches était libre.

d) L'écoulement se produit avec des fils de cuivre étamé de tous les diamètres possibles, qu'ils soient nus ou recouverts de substance isolante. La maison Grammont m'a fabriqué des fils de cuivre étamé de $0^{mm},3$, $0^{mm},29$, $0^{mm},28$ de diamètre ; les expériences réussissent aussi bien qu'avec les fils de plus fort diamètre, mais elles sont très longues.

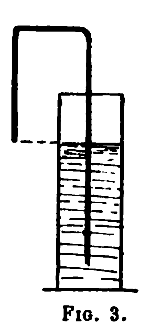


Fig. 3.

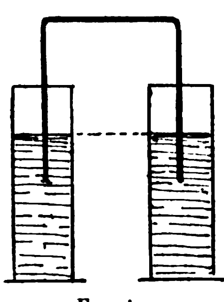


Fig. 4.

4° Pour M. Tcherniawsky, l'écoulement du mercure est indépendant de la pression exercée sur le mercure ; il en résulte, dit-il, que l'action hydrodynamique ne doit pas être prise en considération dans l'écoulement du mercure entre le fil et l'enveloppe et que les actions capillaires chimiques ou de diffusion doivent seules être invoquées.

Dès le début de mes expériences, j'avais envisagé une manière de voir un peu différente. Cette opinion est basée sur les faits suivants :

I. — Amorçage spontané ;

II. — Ecoulement jusqu'à ce que le niveau du mercure dans l'éprouvette descende au maximum sur le même plan horizontal que l'extrémité libre du siphon ;

III. — Dans le cas de deux éprouvettes reliées par un fil de cuivre étamé, passage du mercure de celle qui contient le mercure au niveau le plus élevé dans l'autre, jusqu'à ce que les deux niveaux viennent sur le même plan horizontal.

Comme M. Tcherniawsky, j'admets que la première partie du phénomène, c'est-à-dire l'amorçage spontané, est dû à un phénomène capillaire et chimique qui produit l'amalgamation, ce phénomène pouvant du reste avoir lieu sans qu'il s'ensuive écoulement, par exemple si la branche libre a son extrémité au-dessus du niveau du mercure dans l'éprouvette.

Il reste les faits II et III à expliquer, et c'est là qu'il faut faire

intervenir les lois de l'hydrodynamique : pourquoi, dans le dispositif que j'ai employé, le mercure ne s'écoule-t-il pas en entier hors de l'éprouvette? Pourquoi le niveau dans l'éprouvette s'arrête-t-il à une certaine hauteur au-dessus de l'extrémité libre du siphon?

Dans le cas de deux éprouvettes, pourquoi les deux niveaux viennent-ils sur le même plan horizontal?

Les faits II et III se retrouvent dans les expériences élémentaires sur les siphons ordinaires :

a) Avec un siphon amorcé dont l'extrémité est libre et au-dessus du fond du vase, l'écoulement du liquide se produit jusqu'à ce que le niveau du liquide dans le vase soit sur le même plan horizontal que l'extrémité du siphon;

b) Si un siphon réunit deux récipients contenant un liquide à des niveaux différents, une fois le siphon amorcé, le liquide s'écoule jusqu'à ce que le niveau soit le même dans les deux récipients, à condition bien entendu d'employer un dispositif convenable ; ces faits sont identiques à ceux observés pour le mercure et les fils de cuivre étamé, on peut les expliquer ainsi :

L'amalgamation produit une chaîne liquide ininterrompue et, lorsqu'elle a atteint l'extrémité libre du fil de cuivre recourbé en siphon, l'écoulement se produit comme pour les siphons ordinaires, d'après les lois de l'hydrodynamique, et l'on voit bien que cet écoulement ne sera possible que si l'extrémité du siphon est en dessous de la surface libre du mercure, à une distance au moins plus grande que la distance h' signalée plus haut.

Pour les deux éprouvettes réunies par un fil étamé, l'explication est la même.

Si, dans ce dernier cas, l'écoulement est plus rapide que dans le premier, c'est qu'il y a lieu de tenir compte de la formation des gouttes et de la résistance opposée par la tension superficielle mercure-étain.

Cet écoulement à travers l'étain amalgamé semble comparable à l'écoulement à travers les tubes capillaires très fins ou plutôt à travers des parois poreuses, c'est une sorte de filtration : On sait que la loi de Poiseuille s'applique à la filtration, mais seulement dans certaines conditions.

5° Dans les expériences précédentes, on peut dire que le mercure mouille l'étain, cet effet siphon semble général pour un liquide qui mouille un solide.

Par exemple, si l'on prend du papier buvard, de la toile avec de l'eau, une mèche de lampe avec du pétrole, et si l'on fait des siphons avec les solides précédents, on peut répéter les mêmes expériences qu'avec le mercure et le cuivre étamé.

Il y a d'abord une phase d'amorçage par capillarité, puis une fois que la chaîne liquide est constituée, l'effet siphon commence et l'écoulement se produit :

S'il s'agit de deux éprouvettes, les deux niveaux viennent sur le même plan horizontal.

Si le siphon a son extrémité libre et située au-dessus du fond du récipient, le liquide s'écoule jusqu'à ce que son niveau dans l'éprouvette soit au maximum sur le même plan horizontal que cette extrémité; en général, il s'arrête à une certaine hauteur au-dessus de cette extrémité.

Avec le système eau-papier buvard, cette hauteur était de 1 centimètre environ; avec le système eau-toile, les deux niveaux étaient sensiblement sur le même plan; avec pétrole et mèche de lampe, la hauteur du pétrole au-dessus de l'extrémité de la mèche était de 4 millimètres environ; de même si, au commencement de l'expérience, l'extrémité libre du siphon est au-dessus du niveau du liquide, il y a un phénomène d'imbibition, tout le long du siphon, mais il ne se produit pas d'écoulement.

Tous ces faits sont aussi sous la dépendance de la tension superficielle du liquide relativement au solide : eau-papier buvard, eau-toile, pétrole-mèche.

6° J'ai dit précédemment [4° — (*a*)] à travers un siphon ordinaire dont une extrémité est libre et au-dessus du fond du récipient, l'écoulement d'un liquide s'arrête lorsque son niveau dans l'éprouvette est sur le même plan horizontal que cette extrémité libre; à la vérité, ceci n'est exact que pour les siphons de large diamètre extérieur, si on prend des siphons de verre de diamètre inférieur à $0^{cm},5$, le niveau du liquide dans l'éprouvette restera toujours à une certaine hauteur au-dessus du plan passant par l'extrémité du siphon.

L'expérience est représentée par la *fig.* 5; un tube de verre de $0^{cm},3$ de diamètre extérieur plonge dans une éprouvette contenant du liquide à une certaine hauteur, on amorce le siphon avec un petit aspirateur, l'écoulement se produit et ne s'arrête que lorsque le niveau du liquide dans l'éprouvette est descendu à une certaine hauteur H au-dessus du plan passant par l'extrémité libre du

siphon (*fig.* 5). Cette expérience est la même que celle des siphons de cuivre étamé, de papier buvard, toile, etc.; il ne manque que l'amorçage spontané.

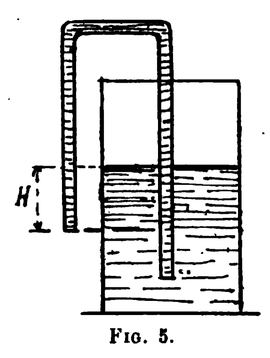


Fig. 5.

Avec un siphon de verre donné, cette hauteur H reste la même pour un même liquide; elle varie avec les différents liquides.

Il est facile de voir que cet arrêt à une hauteur H est dû à un phénomène de tension superficielle : en effet, lorsque le système est en équilibre, il se forme une goutte à l'extrémité du siphon.

En appliquant les lois de l'équilibre hydrostatique et en mesurant la hauteur H, on peut déduire de ces expériences la tension superficielle des liquides (je décrirai sous peu un appareil destiné à ces mesures).

7° Comme conclusion on peut dire :

L'effet siphon observé dans les fils de cuivre étamé, le papier buvard, la toile, etc., est analogue à l'écoulement des liquides à travers un siphon ordinaire, ou plutôt un siphon capillaire extrêmement fin; cet effet siphon est précédé d'un phénomène d'amorçage spontané qui est dû à des phénomènes chimiques et capillaires (mercure) ou capillaires seuls et qui constitue une chaîne liquide continue.

Une fois l'amorçage effectué, les lois de l'hydrodynamique semblent pouvoir s'appliquer.

Il reste sur ce sujet encore beaucoup de points à élucider.

CALCUL DES CARACTÉRISTIQUES DU CONDENSATEUR A ARMATURES SPHÉRIQUES EXTÉRIEURES A L'AIDE DES FONCTIONS ÉLECTRO-SPHÉRIQUES;

Par MM. A. GUILLET et M. AUBERT.

Introduction. — Les systèmes de conducteurs, dont les coefficients électrostatiques peuvent être calculés à partir des paramètres qui les définissent, sont peu nombreux. A l'exception des condensateurs classiques, il n'y a guère que le système constitué par deux conducteurs sphériques extérieurs l'un à l'autre, qui se prête à une application *explicite* des théorèmes généraux de l'électrostatique.

Les questions qui ont sollicité tour à tour l'attention d'illustres physiciens ou géomètres : Poisson (1), Plana (2), lord Kelvin (3), Kirchoff (4), Schuster (5), Darboux (6), etc., se rattachent aux problèmes suivants : calcul de la *capacité propre* à chacune des armatures, du *coefficient d'induction réciproque* de ces armatures, de l'*action* qui s'exerce entre elles, de la *densité de distribution* à l'équilibre, de la *répartition des surfaces équipotentielles* du système dans l'espace, etc.

Montrons comment la plupart de ces résultats peuvent être obtenus *directement*, et sous une forme se prêtant parfois à la discussion mathématique à l'aide de fonctions qui se présentent spontanément au cours du raisonnement, et que nous nommerons *fonctions électro-sphériques.*

Principe des influences successives. — Rappelons d'abord, pour plus de clarté, comment *le principe des influences successives* conduit à *figurer*, par deux séries à termes décroissants, les charges

(1) *Mémoire sur la distribution de l'électricité à la surface des corps conducteurs.* Paris, *Mémoires de l'Institut*, 1811, p. 1-92; — *J. de Phys.*, LXXVII, 1813, p. 380-387. *Bulletin de la Société Philomathique*, 1823, p. 49-57.

(2) *Sur la distribution de l'électricité à la surface de deux sphères conductrices complètement isolées.* Turin, *Mém. de l'Acad.*, VII, 1845, p. 71-401. *Distribution de l'électricité à la surface intérieure et sphérique d'une sphère creuse de métal et à la surface d'une autre sphère conductrice électrisée que l'on tient isolée dans sa cavité.* Turin, *Mém. Acad.*, XVI, 1857, p. 57-96.

(3) *On the mutual attraction or repulsion between two electrified spherical conductors* (*Reprint of Papers on electrostatics and magnetism*, pp. 86-97).

(4) *Ueber die Vertheilung der Electricität auf zwei leitenden Kugeln Crelle*, J., LIX, 1861, p. 89-110.

(5) *Phil. Mag.*, t. XXIX, p. 182; 1890.

(6) *Bulletin des sciences math.*, janvier 1907, pp. 17-28.

d'un système de deux conducteurs A, B, portés, le premier au potentiel un et le second au potentiel zéro.

Le conducteur A est d'abord seul dans l'espace, puis B est amené dans le voisinage de A. Reliant alternativement B et A au sol, *en supposant chaque fois invariable* la distribution *antérieure* sur le conducteur non relié au sol, on obtient le tableau des opérations fictives d'influence suivant :

	A			B	
	Distributions	Potentiels		Distributions	Potentiels
	(m_1)	1			
	(m_1)	x_1	→	(m'_1)	0
	(m_2)	0	←	(m'_1)	x'_1
I.	(m_2)	x_2	→	(m'_2)	0
	⋮	⋮		⋮	⋮
	(m_p)	x_p	→	(m'_p)	0
	(m_{p+1})	0	←	(m'_p)	x'_p

La *superposition des distributions* m et m' donnerait sur la surface A, la distribution

$$\Sigma(m_p) = (m_1) + (m_2) + (m_3) + \dots + (m_p) + m_{p+1} + \dots,$$

et sur B la distribution

$$\Sigma(m'_p) = (m'_1) + (m'_2) + \dots + (m'_p) + \dots$$

Comme au groupe $(m_p) + (m'_p)$ correspond le potentiel zéro pour B, le système des distributions fait prendre à B le potentiel zéro; d'autre part au groupe $(m'_p) + (m_{p+1})$ correspond le potentiel zéro pour A. En conséquence, dans l'*état résultant*, B est au potentiel zéro, et A au potentiel 1, puisque seule la charge m_1 donne des termes persistants dans l'expression du potentiel :

$$V_A = \sum \frac{m}{r}.$$

Comme aux potentiels 1 et 0 correspond une seule distribution d'équilibre, *on saura expliciter les distributions* $\Sigma(m_p)$ et $\Sigma(m'_p)$, *si l'on sait expliciter celles dues aux influences successives décroissantes groupées dans le tableau* I.

Capacités et induction réciproque. — Désignons par C_A la charge

Σm_p qui porte A au potentiel un, en présence du conducteur B relié au sol; et par C_{AB} la charge $\Sigma m'_p$, changée de signe, que prend alors le conducteur B. La multiplication par V des densités sur A et sur B conduira aux potentiels V pour A, et zéro pour B et aux charges correspondantes VC_A et $-VC_{BA}$.

De même, si les distributions des charges C_B et $-C_{BA}$ sur B et sur A produisent les potentiels v pour B et zéro pour A, les distributions vC_B et $-vC_{BA}$ porteront B au potentiel v et A au potentiel zéro.

Enfin la superposition des deux états d'équilibre :

		Potentiels	Charges
(1)	A)	V,	C_AV.
	B)	0,	$-C_{AB}.V$.

		Potentiels	Charges
(2)	A)	0,	$-C_{BA}v$.
	B)	v,	C_Bv.

conduira à l'état d'équilibre (3)

		Potentiels	Charges
(3)	A)	V,	$C_AV - C_{AB}v$.
	B)	v,	$C_Bv - C_{BA}V$.

En exprimant que la variation d'énergie relative au système A,B ne dépend que de l'état initial et de l'état final, on obtient l'égalité :

$$C_{AB} = C_{BA} \text{ ou } C.$$

Cas de deux sphères. — Les calculs qu'implique le raisonnement précédent peuvent être effectués complètement dans le cas où les conducteurs A et B sont sphériques.

Le conducteur A, de rayon a, d'abord seul, est porté au potentiel V par la charge aV, et la distribution est uniforme, par suite $(m_1) = (aV)$.

Pour calculer (m'_1), il faut chercher la distribution sur la sphère B, de rayon b, provenant de l'influence due à la distribution (aV) et par conséquent la distribution d'influence sur B due à la charge ponctuelle aV placée en A centre de la sphère, puisque, à l'extérieur de la sphère A, les champs produits par la distribution uniforme (aV) et la charge ponctuelle aV sont identiques.

Ce problème classique a reçu diverses solutions. En voici les résultats [1] : la distribution d'influence cherchée est telle que la den-

---

[1] Voir par exemple *J. de Phys.*, 3e série, t. II, p. 1012 ; 1912 : *Théorie et mode d'emploi de l'électromètre absolu plan-sphère.*

sité en un point situé à la distance r de A a pour valeur :

$$\sigma_1' = -\frac{a\mathrm{V}(x^2-b^2)}{4\pi b r^3},$$

et la charge totale de B est :

$$m_1' = -\frac{ab\mathrm{V}}{x}.$$

De plus le champ extérieur dû à la distribution (m_1') est identique au champ produit par la charge ponctuelle m_1' placée au point A_1 *conjugué de A par rapport à la sphère B.*

Ce point A_1 est sur la ligne des centres entre A et B et à la distance $\mathrm{BA}_1 = b^2 : x$ de B.

On calculera m_2 à l'aide du centre d'action A_1 comme on a calculé m_1 à l'aide du centre d'action A ; de la sorte, aux distributions (m_1), (m_1'), (m_2), (m_2').., (m_p), (m'_p), etc., correspondront les points fictifs de localisation A, A_1, A_2, ..., A_p...

Tous ces résultats sont explicités dans le tableau suivant :

	Charges	Distances au point A	Distances au point B
A	$a\mathrm{V}$	0	x
A_1	$-\frac{ab\mathrm{V}}{x}$	$\frac{x^2-b^2}{x}$	$\frac{b^2}{x}$
A_2	$\frac{a^2b\mathrm{V}}{x^2-b^2}$	$\frac{a^2x}{x^2-b^2}$	$\frac{x^3-(a^2+b^2)x}{x^2-b^2}$
A_3	$-\frac{a^2b^2\mathrm{V}}{x^3-(a^2+b^2)x}$	$\frac{x^4-(a^2+2b^2)x^2+b^4}{x^3-(a^2+b^2)x}$	$\frac{b^2(x^2-b^2)}{x^3-(a^2+b^2)x}$
A_4	$\frac{a^3b^2\mathrm{V}}{x^4-(a^2+2b^2)x^2+b^4}$	$\frac{a^2[x^3-(a^2+b^2)x]}{x^4-(a^2+2b^2)x^2+b^4}$	$\frac{x^5-2(a^2+b^2)x^3+(a^4+a^2b^2+b^4)x}{x^4-(a^2+2b^2)x^2+b^4}$
. . .	. . .	. . .	. . .

En permutant le rôle joué par les sphères A et B, et portant la sphère B, considérée seule, au potentiel v, on obtiendra de la même manière :

	Charges	Distances au point B	Distances au point A
B	bv	0	x
B_1	$-\frac{abv}{x}$	$\frac{x^2-a^2}{x}$	$\frac{a^2}{x}$
B_2	$\frac{ab^2v}{x^2-a^2}$	$\frac{b^2x}{x^2-a^2}$	$\frac{x^3-(a^2+b^2)x}{x^2-a^2}$
B_3	$\frac{-a^2b^2v}{x^3-(a^2+b^2)x}$	$\frac{x^4-(2a^2+b^2)x^2+a^4}{x^3-(a^2+b^2)x}$	$\frac{a^2(x^2-a^2)}{x^3-(a^2+b^2)x}$
. . .	. . .	. . .	. . .

Ces tableaux mettent en évidence les polynômes,

$$P_0 = 1, \quad P_1 = x, \quad P_2 = x^2 - b^2, \quad P_3 = x^3 - (a^2 + b^2)\,x, \quad \ldots$$
$$Q_0 = 1, \quad Q_1 = x, \quad Q_2 = x^2 - a^2, \quad Q_3 = x^3 - (a^2 + b^2)\,x, \quad \ldots$$

dont le degré en x est marqué par l'indice de P ou de Q, le coefficient du terme de degré le plus élevé étant l'unité.

On a alors, en général :

	Charges	Distances au point A	Distances au point B
A_{2p-1}	$-\dfrac{a^pb^pV}{P_{2p-1}}$	$\dfrac{P_{2p}}{P_{2p-1}}$	$\dfrac{b^2P_{2p-2}}{P_{2p-1}}$
A_{2p}	$\dfrac{a^{p+1}b^pV}{P_{2p}}$	$\dfrac{a^2P_{2p-1}}{P_{2p}}$	$\dfrac{P_{2p+1}}{P_{2p}}$
B_{2p-1}	$-\dfrac{a^pb^pv}{Q_{2p-1}}$	$\dfrac{a^2Q_{2p-2}}{Q_{2p-1}}$	$\dfrac{Q_{2p}}{Q_{2p-1}}$
B_{2p}	$\dfrac{a^pb^{p+1}v}{Q_{2p}}$	$\dfrac{Q_{2p+1}}{Q_{2p}}$	$\dfrac{b^2Q_{2p-1}}{Q^2{}_p}$

Il est à remarquer que les polynômes P et Q de degré impair sont identiques, et que les polynômes P et Q de degré pair ne diffèrent que par la permutation des rayons a et b.

Expression des caractéristiques du système. — En conséquence, on a pour la charge totale de la sphère A :

$$(1)\quad Q_A = \sum_{p=0}^{p=+\infty} A_{2p} + \sum_{p=0}^{p=+\infty} B_{2p+1} = V\sum_{p=0}^{p=+\infty}\frac{a^{p+1}b^p}{P_{2p}} - v\sum_{p=0}^{p=+\infty}\frac{a^{p+1}b^{p+1}}{P_{2p+1}},$$

et pour la charge totale de la sphère B :

$$(2)\quad Q_B = \sum_{p=0}^{p=+\infty} B_{2p} + \sum_{p=0}^{p=+\infty} A_{2p+1} = v\sum_{p=0}^{p=+\infty}\frac{a^pb^{p+1}}{Q_{2p}} - V\sum_{p=0}^{p=+\infty}\frac{a^{p+1}b^{p+1}}{P_{2p+1}}.$$

Capacités et induction réciproque. — La capacité C_A de A en présence de B et la capacité C_B de B en présence de A ont donc pour expression :

$$(3)\qquad C_A = \sum_{p=0}^{p=+\infty}\frac{a^{p+1}b^p}{P_{2p}} \qquad \text{et} \qquad C_B = \sum_{p=0}^{p=+\infty}\frac{a^pb^{p+1}}{Q_{2p}}.$$

Le coefficient d'induction réciproque a d'autre part pour expression

$$(4) \qquad C = -\sum_{p=0}^{p=+\infty} \frac{a^{p+1}b^{p+1}}{P_{2p+1}}.$$

Ces résultats se déduisent immédiatement des relations (1) et (2) et des définitions des grandeurs à expliciter.

On remarquera que le coefficient d'induction mutuelle est ici distinct de chacune des capacités C_A, C_B alors que dans le condensateur plan, dans le condensateur sphérique, et même dans le condensateur plan-sphère, il n'y a qu'une seule forme de coefficient à considérer.

Action mutuelle. — La force qui tend à rapprocher les deux sphères ou à les écarter, l'une de l'autre, est la résultante des forces qui s'exerceraient entre les centres d'action intérieurs à la sphère A et les centres d'action intérieurs à la sphère B.

Aux quatre espèces de centres correspondent évidemment quatre séries à double entrée.

Tout d'abord en formant méthodiquement l'expression des distances relatives aux quatre espèces de centres on reconnaît sans peine que l'on peut écrire d'une manière générale :

$$\begin{aligned} A_{2n+1}A_{2p} &= \frac{P_{2n+2}}{P_{2n+1}} - a^2\frac{P_{2p+1}}{P_{2p}} = \frac{P_{2p+}P_{2n+1}}{P_{2p+2n+3}}, \\ B_{2n+1}B_{2p} &= \frac{Q_{2n+2}}{Q_{2n+1}} - b^2\frac{Q_{2p-1}}{Q_{2p}} = \frac{Q_{2p+2n+2}}{Q_{2p}\cdot Q_{2n+1}}, \\ B_{2p}A_{2q} &= \frac{Q_{2p+1}}{Q_{2p}} - a^2\frac{P_{2q-1}}{P_{2q}} = \frac{P_{2p+2q+1}}{P_{2q}\cdot Q_{2p}}, \\ B_{2p+1}A_{2q+1} &= \frac{Q_{2p+2}}{Q_{2p+1}} - \frac{b^2P_{2p}}{P_{2p+1}} = \frac{P_{2p+2q+3}}{P_{2q+1}\cdot Q_{2p+1}}. \end{aligned}$$

D'autre part la force f a pour expression

$$f = \sum_0^{+\infty}\sum_0^{+\infty}\frac{\Theta_i\lambda_j}{r_{ij}^2},$$

le produit $\Theta_i\lambda_j$ étant formé avec les masses de deux centres, l'un intérieur à A, l'autre intérieur à B, distants de r_{ij}.

Calculons la composante de f relative à chacun des groupes de centres.

Groupe $A_{2p}\ A_{2n+1}$

Columns: $A_1 \quad A_3 \quad A_5 \quad A_{2n+1}$

$A \qquad -a^2bV^2\left\{\dfrac{P_1P_0}{P_2^2} + ab\,\dfrac{P_0P_3}{P_4^2} + a^2b^2\,\dfrac{P_0P_5}{P_6^2} + \dots + a^nb^n\,\dfrac{P_0P_{2n+1}}{P_{2n+2}^2}\right.$

$A_2 \qquad + ab\,\dfrac{P_1P_2}{P_4^2} + a^2b^2\,\dfrac{P_2P_3}{P_6^2} \quad + a^nb^n\,\dfrac{P_2P_{2n+1}}{P_{2n+2}^2}$

$A_4 \qquad + a^2b^2\,\dfrac{P_1P_4}{P_6^2} \dots\dots\dots$

Groupe $B_{2p}\ B_{2n+1}$. — Se déduit du groupe précédent par permutation de a et b.

Groupe $A_{2p}\ B_{2q}$.

Columns: $A \quad A_2 \quad A_4 \quad A_{2q}$

$B \qquad abVv\left\{\dfrac{Q_0P_0}{P_1^2} + ab\,\dfrac{Q_0P_2}{P_3^2} + a^2b^2\,\dfrac{Q_0P_4}{P_5^2} + \dots + a^qb^q\,\dfrac{Q_0P_{2q}}{P_{2q+1}^2}\right.$

$B_2 \qquad + ab\,\dfrac{Q_2P_0}{P_3^2} + a^2b^2\,\dfrac{Q_2P_2}{P_5^2} +$

$B_4 \qquad + a^2b^2\,\dfrac{Q_4P_0}{P_5^2} + \dots\dots\dots$

Groupe $B_{2p+1}A_{2q+1}$:

Columns: $A_1 \quad A_3 \quad A_5 \quad A_{2q+1}$

$B_1 \qquad abVv\left\{\dfrac{Q_1P_1}{P_3^2} + a^2b^2\,\dfrac{Q_1P_3}{P_5^2} + a^3b^3\,\dfrac{Q_1P_5}{P_7^2} + \dots + a^{q+1}b^{q+1}\,\dfrac{Q_1P_{2q+1}}{P_{2q+3}^2}\right.$

$B_3 \qquad + a_2b_2\,\dfrac{Q_3P_1}{P_5^2} + a^3b^3\,\dfrac{Q_3P_3}{P_7^2}$

$B_5 \qquad a^3b^3\,\dfrac{Q_5P_1}{P_7^2} + \dots\dots\dots$

Convenons d'ajouter les actions à l'aide des *colonnes verticales* relatives aux groupements A_{2p}, A_{2n+1} ; B_{2q}, B_{2n+1} ; B_{2p}, A_{2q} ; B_{2p+1}, A_{2q+1} en ayant soin d'associer dans les deux derniers groupes, les termes ayant même dénominateur.

L'examen des sommes partielles ainsi obtenues conduit à écrire les relations générales :

$$P_0P_{2n+1} + P_2P_{2n-1} + \dots + P_{2n}P_1 = \frac{1}{2}\frac{dP_{2n+2}}{dx},$$
$$Q_0Q_{2n+1} + Q_2Q_{2n-1} + \dots + Q_{2n}Q_1 = \frac{1}{2}\frac{dQ_{2n+2}}{dx},$$
$$Q_0P_{2n} + Q_1P_{2n-1} + \dots + P_0Q_{2n} = \frac{1}{2}\frac{dP_{2n+1}}{dx},$$

et l'action f prend la forme suivante :

$$f = -\frac{V^2}{2}\sum a^{n+1}b^n\frac{d}{dx}\cdot\frac{1}{P_{2n}} + Vv\sum a^{n+1}b^{n+1}\frac{d}{dx}\cdot\frac{1}{P_{2n+1}} - \frac{v^2}{2}\sum a^nb^{n+1}\frac{d}{dx}\cdot\frac{1}{Q_{2n}}.$$

Convergence des séries. — La convergence des séries C_A, C_B, C résulte du théorème de d'Alembert.

Dans la série

$$C = \sum_{p=0}^{p=+\infty} \frac{a^{p+1}b^{p+1}}{P_{2p+1}},$$

on a pour le rapport d'un terme au précédent :

$$ab\,\frac{P_{2p+1}}{P_{2p+3}} = \frac{1}{a}\left\{a^2\frac{P_{2p+1}}{P_{2p+2}}\right\} \times \frac{1}{b}\left\{b^2\frac{P_{2p+2}}{P_{2p+3}}\right\} = \frac{\overline{AA}_{2p+2}}{a} \times \frac{\overline{BA}_{2p+3}}{b},$$

Si α et β sont les points conjugués communs aux deux sphères on a :

$$\lim \frac{AA_{2p+2}}{a} \times \frac{BA_{2p+3}}{b} = \frac{A\alpha}{a} \times \frac{B\beta}{b} < 1,$$

comme on a $x > a + b$, α et β sont en effet respectivement à l'intérieur de A et de B.

Aux séries qui figurent dans l'expression de f correspondent des séries majorantes obtenues en faisant coïncider tous les centres A, B avec les points limites α, β dont la distance est plus petite que celle de deux centres quelconques. Chacune de ces séries se décompose

d'ailleurs en un produit de deux séries, pour lesquelles l'*absolue convergence* s'établit comme pour la série C.

Quelques propriétés des fonctions électro-sphériques. — Trois polynômes P consécutifs vérifient visiblement les relations suivantes :

$$P_{2p} = xP_{2p-1} - b^2P_{2p-2}, \tag{1}$$
$$P_{2p+1} = xP_{2p} - a^2P_{2p-1}. \tag{2}$$

Aux polynômes Q, correspondent des relations analogues, mais il est préférable de rattacher les polynômes Q aux polynômes P. On a en effet :

$$Q_{2p+1} = P_{2p+1}$$

et

$$xQ_{2p} = P_{2p+1} + b^2P_{2p-1}.$$

Les polynômes P de degré impair peuvent donc servir au calcul de tous les autres polynômes.

De (1) et (2) et des relations :

$$P_{2p}(a+b) = P_{2p}[-(a+b)],$$
$$P_{2p+1}[-(a+b)] = -P_{2p+1}(a+b),$$

il résulte que la suite des polynômes P_0, P_1, P_2..., P_r forme une suite de Sturm et que toutes les racines de $P_r = 0$ sont comprises entre $-(a+b)$ et $(a+b)$.

De (1) et (2) on tire aisément :

$$P_n = (x^2 - a^2 - b^2)\,P_{n-2} - a^2b^2P_{n-4}. \tag{3}$$

Enfin en prenant la dérivée des deux membres de (3) par rapport à x, il vient :

$$P'_n = 2xP_{n-2} + (x^2 - a^2 - b^2)\,P'_{n-2} - a^2b^2P'_{n-4}. \tag{4}$$

Les fonctions électro-sphériques se rattachent aux fonctions de Heine [1].

Recherche d'une fonction génératrice. — Voyons s'il existe une fonction simple F (x, a, b, z) qui, développée, donne les polynômes P comme coefficients des puissances de z.

---

[1] *C. R. Ac. Sc.*, t. CLV, p. 708. Pour ce qui concerne les développements de la forme C, voir P. Appell, *Sur les développements en série procédant suivant les inverses de polynomes donnés. C. R. Ac. Sc.*, 157, p. 5.

Soit :

$$F(x, a, b, z) = 1 + P_1 z + P_2 z^2 + \ldots + P_{n-1} z^{n-1} + P_n z^n + \ldots,$$

une telle fonction.

Si, après avoir pris la dérivée $\frac{\partial F}{\partial x}$, on forme la combinaison :

$$\left\{ (x^2 - a^2 - b^2) z^2 - a^2 b^2 z^4 \right\} \frac{\partial F}{\partial x} + 2xz^2 F,$$

on trouve, qu'en vertu de (4) la fonction F satisfait à l'équation

$$(5) \qquad \left\{ x^2 - a^2 - b^2) z^2 - a^2 b^2 z^4 \right\} \frac{\partial F}{\partial x} + 2xz^2 F = \frac{\partial F}{\partial x} - z.$$

Posant, $F = u\, v$, et intégrant, on obtient :

$$F = \frac{zx + \varphi(z)}{1 - (x^2 - a^2 - b^2) z^2 + a^2 b^2 z^4}.$$

Comme un calcul direct montre que la fonction F doit se réduire pour deux sphères égales à l'expression $(1 - zx + a^2 z^2)^{-1}$, rappelant le carré de la fonction dont le développement fournit les polynômes de Legendre, il faut que :

$$\varphi(z) = 1 + a^2 z^2.$$

En conséquence, dans le quotient de la division

$$(6) \qquad \frac{1 + zx + a^2 z^2}{1 - (x^2 - a^2 - b^2) z^2 + a^2 b^2 z^4},$$

les polynômes P apparaissent comme coefficients des puissances de z. Après permutation de a en b, on aurait les polynômes Q.

Les fonctions P_{2p+1} vérifient une forme d'équation différentielle du second ordre ; aux fonctions P_{2p} correspond une équation différentielle du quatrième ordre (1).

Expression de P et Q en fonction de U. — Les fonctions P et Q se rattachent aux fonctions U définies par le développement

$$(7) \qquad (1 - 2uy + y^2)^{-1} = \Sigma U_n y^n$$

qui interviennent dans la théorie du système plan-sphère (2).

---

(1) *C. R. Ac. d. Sc.*, 11 août 1913.
(2) *J. de Phys.*, *loc. cit.*

Si l'on pose $y = ab.\ z$ et $u = \frac{x^2 - a^2 - b^2}{2ab}$, le second membre de (7) prend la forme

$$1 + R_2 z^2 + \ldots + R_{2p} z^{2p} + \ldots$$

où

$$R_{2p} = a^p b^p U_p(u).$$

Comme

$$P_{2p} = R_{2p} + a^2 R_{2p-2}$$

et

$$P_{2p+1} = x R_{2p},$$

on a

$$P_{2p} = a^p b^{p-1} \left\{ b U_p(u) + a U_{p-1}(u) \right\},$$

puis

$$P_{2p+1} = a^p b^p x U_p(u).$$

De même

$$Q_{2p} = b^p a^{p-1} \left\{ a U_p(u) + b U_{p-1}(u) \right\}.$$

Ainsi, ayant calculé u à l'aide des données a, b, x et choisi dans la table des valeurs de U celles qui correspondent aux u, on déterminerales valeurs de P et de Q au moyen des formules établies précédemment.

Les séries qui figurent dans l'action mutuelle des deux sphères deviennent d'autre part

$$\sum_1^\infty a^{p+1} b^p \frac{d}{dx} P_{2p}^{-1} = -x \sum_1^\infty (b U_p' + a U_{p-1}') (b U_p + a U_{p-1})^{-2}$$

$$-\sum_0^\infty a^{p+1} b^{p+1} \frac{d}{dx} \cdot P_{2p+1}^{-1} = \sum_0^\infty U_p' U_p^{-2} + ab x^{-2} \sum_0^\infty U_p^{-1}.$$

Mêmes expressions pour Q après permutation de a et de b.

La variable fonctionnelle u est sans dimensions et s'interprète facilement (¹).

A une valeur donnée α de u correspondent une infinité de systèmes de sphères tels que les longueurs a, b, x sont les coordonnées d'un même point de la surface conique

$$x^2 - a^2 - b^2 = 2\alpha \cdot ab.$$

(¹) *C. R. Ac. d. Sc.*, t. CLV, p. 820.

Mais, les valeurs des polynômes U sont les mêmes pour tous ces systèmes, c'est-à-dire pour tous les points de la surface conique.

Montrons, par un exemple, l'importance de cette remarque.

Soit à trouver des systèmes de sphères admettant *même coefficient d'induction réciproque* C.

On a

$$C = \sum_0^\infty \frac{a^{p+1}b^{p+1}}{P_{2p+1}} = \frac{ab}{x} \sum_0^\infty \frac{1}{U_p}.$$

Posons

$$\beta = ab : x, \qquad \beta > 0.$$

D'après ce qui précède, si l'on choisit x, a, b de façon à satisfaire aux deux conditions

$$x^2 - a^2 - b^2 = 2\alpha . ab,$$
$$\beta x = ab,$$

c'est-à-dire si x, a, b sont les coordonnées d'un point de l'intersection du cône et du paraboloïde, tous les systèmes de sphères ainsi obtenus auront même coefficient d'induction réciproque. Pour que les sphères soient extérieures, il faut prendre $\alpha > 1$, d'autre part, pour que les valeurs a, b soient réelles il faut que l'on ait

$$x > 2\beta(\alpha + 1).$$

En résumé, tout problème électrométrique portant sur un système de deux conducteurs sphériques pourra être traité complètement au moyen des formules 1, 2, 3, 4, 5. Les calculs seront effectués par voie récurrente directe, ou sur les fonctions électro-sphériques de degré impair P_{2p+1}, ou encore développés à partir des valeurs supposées explicitées des fonctions U concernant le système plan-sphère.

Il est d'ailleurs possible d'écrire immédiatement un polynôme électro-sphérique de degré donné quelconque [1] et par suite d'en calculer la valeur, sans avoir à former les polynômes antérieurs [2].

---

(1) *C. R. Ac. Sc.*, 11 août 1913. T. 157, p. 367.

(2) Pour le cas des sphères égales, voir *Annales de Physique et de Chimie*, 8e série, 1913, p. 423.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLVI, n°s 25 et 26; juin 1913.

LÉON GUILLET. — Sur les points de transformation et la structure des aciers nickel-chrome. — P. 1774.

Tableau. L'examen métallographique montre qu'à même teneur en carbone et en chrome, un acier perlitique renfermant du nickel a une tendance plus grande à la structure eutectoïde.

L'addition du chrome à un acier au nickel agit différemment suivant les teneurs : alors que 0. 6 0/0 de chrome n'abaisse pas les points de transformation des aciers à 2,5 ou 3,4 0/0 de Ni et 0,08 ou 0,25 0/0 de C, une addition de 1,2 ou 2,4 0/0 de chrome change les points de transformation d'acier de 4 à 6,25 0/0 de Ni, augmentant l'hystérésis dans des proportions notables.

Z. CARRIÈRE. — Nouvelle méthode de mesure de la vitesse des fluides. P. 1831.

On envoie dans l'axe d'un courant d'air vertical un jet de vapeur d'eau sous faible pression, jet que l'on éclaire horizontalement. On observe dans une direction peu inclinée sur le faisceau incident. Le jet de vapeur vibre spontanément; sa masse stratifiée par les condensations et les dilatations successives prend l'apparence d'un chapelet de petits nuages isolés qu'on regarde au miroir tournant vertical, ce qui fait apparaître des trajectoires sous forme de bandes verticales. La vitesse V du nuage (égale à celle du courant d'air après quelques centimètres de parcours) est égale à :

$$V = 4\pi n d \operatorname{tg} \varphi,$$

φ angle des bandes avec l'horizontale, n nombre de tours du miroir par seconde, d distance du miroir au courant.

La méthode exposée est d'ailleurs indiquée dans le tome II de la physique de M. Bouasse.

MARCEL MOULIN. — Sur les courbes terminales du spiral droit. — P. 1833.

Théorie. Formules des courbes. Le centre de gravité du spiral plat muni de ces deux courbes terminales est sur l'axe et y reste.

G. SAGNAC. — Strioscopes interférentiels et interféromètres simplifiés à circuits inverses. Vibrations stationnaires sur une argenture transparente. — P. 1838.

On supprime le polariseur du dispositif décrit précédemment (1) et on choisit une incidence voisine de celle qui donne le maximum de lumière. On réduit ensuite les faisceaux superposés à leurs moitiés inverses juxtaposées en couvrant la moitié de l'objectif du collimateur C avec un prisme à réflexion totale; le faisceau de retour, d'amplitude 2TR, revient juxtaposé au faisceau incident sur le prisme à réflexion totale qui le rejette latéralement dans une seconde lunette C′ où l'on observe des franges à l'infini. Cet interféromètre à frange centrale blanche et à faisceaux juxtaposés est d'un réglage plus sûr que celui de Jamin.

En élargissant la frange centrale en un champ uniformément brillant, on a un strioscope, qui convient très bien à la projection. Dans l'interféromètre précédent, l'argenture transparente donne un second système de franges à centre blanc dans la lunette L où les phases s'accordent approximativement. Sur la moitié protégée par le prisme à réflexion totale contre la lumière incidente, cette argenture montre par diffusion les franges complémentaires.

Mme et M. A. CHAUDARD. — Etude quantitative de l'action des rayons ultraviolets monochromatiques sur l'amylase. — P. 1858.

Tableau. L'action photochimique des rayons ultra-violets sur l'amylase est proportionnelle à l'absorption de ces rayons par la solution contenant le ferment. Une quantité d'énergie de rayonnement qui serait capable d'élever la température de la solution seulement d'environ $\frac{1}{4}$ de degré décompose les $\frac{4}{10}$ de la diastase.

(1) Voir ce volume, p. 81, 292.

Jean BIELECKI et Victor HENRI. — Etude quantitative de l'absorption des rayons ultra-violets par les monoamines, diamines, nitriles, carbylamines, amides et oximes de la série grasse. — P. 1860.

Tableau. L'absorption de tous les corps azotés se fait d'une façon continue, l'absorption moléculaire croissant quand la longueur d'onde diminue jusqu'à 2144. Pour les amines primaires, l'absorption augmente avec le nombre d'atomes de C, et elle est plus forte que pour les alcools correspondants. Les amines secondaires et tertiaires se comportent entre elles comme les primaires et sont d'autant plus absorbantes que les atomes d'H de NH^3 sont davantage remplacés par des radicaux alcooliques.

Le groupe NH^2 augmente l'absorption, les liaisons $R - C \equiv N$ et $R - N \equiv C$ absorbent excessivement peu. — Les amides absorbent plus que les acides correspondants ; les oximes absorbent plus que les amines.

Carl STÖRMER. — Sur une expédition pour l'observation des aurores boréales à Bossekop, au printemps de 1913. — P. 1871.

Photographies montrant des draperies dans la région des Pléiades. Séries cinématographiques d'une aurore boréale vers l'ouest.

J. GUILLAUME. — Sur le minimum actuel des taches du soleil. — P. 1878.

Depuis le 12 avril dernier, on n'a pas noté de taches sur le disque du soleil. Les jours où le disque du soleil se montre dépourvu de facules sont en outre fréquents.

A. TIAN. — Sur la détermination expérimentale de l'énergie lumineuse absorbée dans une réaction photochimique. — P. 1879.

Mesure directe avec une pile thermoélectrique noircie sur ses deux faces; l'une des faces est éclairée par une source fixe (de rayonnement connu); l'autre face sera éclairée par la source à étudier, avec, entre les deux, la cuve contenant la substance qui réagit; la déviation du galvanomètre permettra alors de calculer l'énergie absorbée.

Applications : dans la décomposition photochimique de l'eau oxy-

génée, il n'y a pas proportionnalité entre l'action chimique et l'énergie absorbée, même quand on opère en lumière ne contenant pas de radiations infra-rouges.

JACQUES CARVALLO. — Sur un phénomène photo-électrique présenté par l'anhydride sulfureux liquéfié. — P. 1882.

L'auteur a montré (1) que SO^2 liquide soumis dans l'obscurité entre deux électrodes de platine à une différence de potentiel constante, est traversé par un courant qui diminue et tend vers une valeur limite.

Si on soumet SO^2 à des alternatives d'éclairement et d'obscurité, chaque allumage produit une brusque diminution du courant, chaque extinction une brusque augmentation, l'effet total étant du reste une augmentation du courant limite. A chacun de ces effets, que l'auteur appelle négatifs, succède un effet faible et lent, de signe contraire (effet positif). Ces deux effets ont leur siège dans la masse même du liquide ; ils sont dus aux rayons ultraviolets ; ils sont produits simultanément par les mêmes radiations.

L'effet positif résulte de :

$$3SO^2 = S + 2SO^3.$$

L'effet négatif est dû à la présence des impuretés produites par l'action de la lumière et au passage prolongé du courant continu ; il n'y a pas d'effet négatif en l'absence de ce courant.

THADDÉE PECZALSKI. — Relation entre la loi de compressibilité des gaz et les coefficients de dilatation. — P. 1885.

L'équation différentielle des gaz peut s'écrire :

$$dt = \frac{\partial v}{\partial t}\,dv + \frac{\partial p}{\partial t}\,dp = \frac{dv}{v\alpha} + \frac{dp}{p\beta},$$

puisque

$$\alpha = \frac{1}{v}\frac{\partial v}{\partial t}, \qquad \beta = \frac{1}{p}\frac{\partial p}{\partial t}.$$

Les maxima et minima de $pv = f$ à température constante étant

(1) *C. R.*, 24 octobre 1910.

donnés par :

$$pdv + vdp = o,$$

comme on a en outre (dt = O à température constante),

$$(1) \qquad \frac{dv}{v\alpha} + \frac{dp}{p\beta} = o,$$

les minima et maxima des isothermes auront donc lieu, alors que les deux coefficients de dilatation α à volume constant et β à pression constante seront égaux entre eux.

L'auteur utilisant encore l'équation (1) obtient pour l'équation des isothermes la forme :

$$vp = \mathrm{A}e^{bp+cp^2},$$

et compare pour l'H à 0°, l'N à 16°, l'air à 0° les valeurs calculées aux valeurs expérimentales. Le tableau montre une très bonne concordance.

André LÉAUTÉ. — Sur les oscillations à grande fréquence dans les arcs électriques très courts et sur les limiteurs de tension à intervalles muitiples. — P. 1886.

Schéma du montage, utilisant en série un galvanomètre qui n'enregistre que le fondamental à basse fréquence et un thermique influencé par le courant total ; par différence on a l'intensité efficace des oscillations (qui, dans certains cas, est extraordinairement grande par rapport à celle du fondamental).

Les expériences montrent que les fusibles que l'on place souvent en série avec les limiteurs de tension sont exposés à être parcourus par des oscillations de grande fréquence et des surintensités produisant des effets destructifs violents. Les fusibles sont mal placés ; il faudrait les brancher entre les résistances et la terre.

P.-Th. MULLER et R. ROMANN. — Sur la dissociation électrolytique d'un sel régie par la loi des masses. — P. 1889.

L'acide et la base suivant la loi des masses jusqu'à un degré d'ionisation très avancé, il doit en être de même du cyanacétate de pipéridine, l'hydrolyse imperceptible n'influençant pas la conductibilité. Ce sel obéit en effet à la loi des masses.

MARCEL BOLL. — Décomposition photochimique des solutions d'acide oxalique en présence de nitrate d'uranyle. — P. 1891.

La réaction est sensiblement unimoléculaire; il ne se forme pas d'acide formique en quantité notable dans la solution, l'acide oxalique étant oxydé sous forme de CO^2.

L'étude des coefficients d'absorption montre que l'absorption est la même, qu'il y ait ou non réaction chimique.

La loi de l'équivalent photochimique d'Einstein ne s'applique pas ; l'énergie absorbée pendant la réaction est très inférieure au quantum, et dix fois plus grande que l'énergie cinétique moyenne d'une molécule.

MARC LANDAU. — Sur le phénomène de photocatalyse. — P. 1894.

Etude de la décomposition de l'acide oxalique par la lumière ultraviolette en présence d'uranium et de ses sels.

Tous possèdent les propriétés photocatalytiques, et il n'existe pas de parallélisme entre les valeurs du pouvoir photocatalytique et du pouvoir radioactif de ces composés. Ce pouvoir catalytique est dû exclusivement au cation ; il existe même quand le catalyseur est insoluble. Si on compare à d'autres catalyseurs (nitrates de Li, Cs, Mg, Ba, Al, Ua, Mn, Ni), le pouvoir catalytique est maximum pour l'uranium. Les métaux du même groupe du système périodique ont le pouvoir photocatalytique le plus élevé.

E. RENGADE. — Sur les points de fusion, chaleurs spécifiques et chaleurs de fusion des métaux alcalins. — P. 1897.

	Chaleur spécifique vraie (état solide)	Chaleur spécifique vraie (état liquide)
Na	$0,2811 + 0,000233t$	0,330 (à 98°)
K	$0,1728 + 0,000142t$	$0,1422 + 0,000668t$
Rb	$0,0802 + 0,000153t$	$0,0921 - 0,000026t$
Cs	$0,0522 + 0,000137t$	$0,0604 - 0,000034t$

	Chaleur de fusion	Chaleur spéc. atomique, à 0°	Chaleur atomique de fusion L	Point de fusion	$\frac{L}{T}$
Na	27,21	6,47	625,9	97,9	1,69
K	14,67	6,75	573,6	63,5	1,70
Rb	6,144	6,85	524,8	39,0	1,68
Cs	3,766	6,95	500,0	28,45	1,66

Léon GUILLET et Victor BERNARD. — Variations de la résilience ou travail de rupture du cuivre et de quelques-uns de ses alliages en fonction de la température. — P. 1899.

Courbes. — A l'exception du cupro-nickel, les alliages présentent à partir de 300° et 400° un maximum de fragilité qui se maintient jusque dans le voisinage du solidus ou disparaît vers 700°, et souvent un maximum de résilience vers 100°. Le cuivre ne présente jamais de fragilité. Le plomb maintient la fragilité du laiton à 90 0/0 de cuivre. Les laitons à 80 et 70 0/0 de cuivre restent fragiles de 700 à 850° ; ceux à 61 0/0 voient leurs résiliences, très faibles entre 300 et 600°, se relever aux environs de 700°. La fragilité du cupro-nickel diminue vers 1000°, tandis que le maillechort à 25 0/0 de zinc est et reste fragile dès 300°. Le bronze d'Al au fer indique à 700° une cessation de fragilité très nette; les bronzes d'Al sans fer ne donnent aucun chiffre précis entre 600 et 800°.

René DUBRISAY. — Sur la neutralisation de l'acide chromique. — P. 1902.

Application de la méthode décrite par l'auteur (1). Dès qu'on a dépassé la quantité d'alcali correspondant à la formation du bichromate, une certaine quantité de soude ou d'ammoniaque reste à l'état libre dans la solution.

Paul PASCAL. — Remarques sur l'additivité des propriétés physiques dans la série organométallique. — P. 1904.

Il n'y a pas d'additivité des propriétés optiques et magnétiques dans le groupe des organo-métalliques.

J. VALLOT. — La vitesse des glaciers en hiver et l'inanité de la théorie thermique de leur progression. — P. 1948.

Les expériences de l'auteur donnent $24^{cm},6$ par jour pour l'été et $24^{cm},3$ pour l'hiver pour la mer de Glace. Aucune variation calorifique soit diurne, soit annuelle, ne peut donc pénétrer la masse

(1) Séances de la Société de Physique, 16, mai 1913.

interne des glaciers, qui peuvent être considérés comme des fleuves s'écoulant dans leur lit sous la seule influence de la pesanteur.

H. GUILLEMINOT. — Sur la loi d'action biologique des rayons X filtrés ou non. P. 1943.

A dose absorbée égale, les effets des rayons X de qualités variées sont égaux.

De FORCRAND. — Hydrates de l'anhydride uranique et chaleur de formation de l'azotate d'uranyle. — P. 1954.

Hydrates UO^3,H^2O et $UO^3,2H^2O$.

Si on dissout dans la quantité d'acide azotique étendu nécessaire pour obtenir l'azotate d'uranyle dissous, on observe avec :

UO^3	anhydre, préparé vers 295°		$+ 19^c,803$
UO^3, H^2O		—	$+ 14^c,846$
$UO^3, 2H^2O$		—	$+ 12^c,375$

D'où :

$$UO^2 \text{ solide} + O^6 + N^2 \text{ gaz} = \begin{cases} N^2O^6UO^2 \text{ solide} & + 67^c,25 \\ N^2O^6UO^2 \text{ dissous} & + 86^c,25 \end{cases}$$

$N^2O^6UO^2$ solide $= N^2O^5$ gaz $+ UO^3$ solide....... $- 30^c,6$

$N^2O^6UO^2, 2H^2O$ sol $= N^2O^6UO^2$ sol $+ 2H^2O$ gaz.. $- 33^c,27$

UO^3 solide $+ H^2O$ gaz $= UO^4H^2$ solide......... $+ 14^c,62$

UO^4H^2 solide $+ N^2O^6UO^2 =$ nitrate basique.... $+ 4^c,03$

ARNAUD. — Sur la réfraction atmosphérique sous un angle quelconque [1]. P. 1962.

Formules :

$$0 < V < 48^\circ : \sigma = \lambda \operatorname{tang} V \quad (\lambda + 1 = \text{indice de réfraction de l'air})$$

$$48^\circ < V < 76^\circ : \sigma = \lambda \operatorname{tang} V - \frac{\lambda T}{34 q_1} \operatorname{tang}^3 V,$$

avec

$$\frac{1}{\mu q_1} = 156,8 - \frac{17}{U^2}\frac{p}{750}, \qquad \text{et} \qquad U = \frac{272 + t}{280},$$

$$76 < V < 87^\circ : \sigma = \frac{2\lambda \operatorname{tang} V}{1 + \sqrt{1 + 2\mu T\psi \operatorname{tang}^2 V}},$$

(1) Voir aussi *C. R.*, 28 sept. 1912.

avec

$$\mu = 10^{-6} \quad \text{et} \quad \psi = 10 - \frac{b}{U^2} - \frac{\operatorname{tang} V}{17},$$

$87 < V < 90°$ formules compliquées et peu précises.

Ed. SARASIN et Th. TOMMASINA. — Sur une nouvelle étude de l'effet Volta, faite à l'aide de la radioactivité induite (1). — P. 1968.

Dans l'électromètre d'Elster et Geitel, la capacité cylindrique creuse est remplacée par une tige métallique. Des cloches peuvent se substituer l'une à l'autre sur le plateau de l'appareil de mesure ; enfin les écrans-grilles ont été modifiés.

Quand l'écran cloche-grille, écran troué, séparant complètement le champ de l'électroscope de celui de la cloche enceinte radioactivée, est du même métal que la paroi interne de cette dernière, et l'état des surfaces identique, la vitesse de décharge de l'électroscope est indépendante du signe de la charge.

Si le métal de la paroi interne de la cloche enceinte activée est du cuivre ou laiton et celui de l'écran cloche-grille du Zn ou Al, la vitesse de la décharge des charges positives augmente, négatives diminue; on observe des résultats inverses si on inverse les métaux. Or Al, Zn se trouvent à l'extrémité électropositive des métaux (surface rapidement oxydable), le Cu à l'extrémité électronégative (surface lentement oxydable). On est donc porté à donner, au sujet de l'explication de l'effet Volta, une importance très grande à la modification de la couche conductrice superficielle en une couche diélectrique.

Cette couche modifie les vitesses et par son absorption la quantité des ions et électrons émis.

Pierre WEISS. — Sur les champs magnétiques obtenus avec un électro-aimant muni de pièces polaires en ferro-cobalt. — P. 1970.

Le fer, qui a 11 magnétons par atome, forme avec le cobalt le composé Fe^2Co qui en a 12, et ce ferro-cobalt a une aimantation à saturation de 10 0/0 supérieure à celle du fer, à la température ordinaire. Avec un électro-aimant à pointes en ferro-cobalt, on a pu obtenir un champ de 55.000 gauss, alors qu'avec le fer on n'obtient que 52.500 gauss (gain de 5 0/0).

(1) Voir *C. R.*, années 1904, 7, 8, 11.

C. CHÉNEVEAU. — Sur les propriétés optiques de l'eau et sa constitution physique. — P. 1972.

Les variations des constantes optiques de l'eau avec la température s'expliquent parfaitement par l'hypothèse déjà émise (Duclaux): l'eau serait formée par l'association ou le mélange de deux substances dont l'une serait analogue à la glace. En outre les propriétés optiques des solutions aqueuses ne sont pas modifiées, même en admettant que, pour une température donnée, la proportion de glace diminue avec la quantité de sel dissous dans l'eau (J. Duclaux et M^me E. Wollmann).

GUÉRITOT. — Sur un manoscope thermo-électrique de grande sensibilité. P. 1974.

On réunit deux réservoirs par un tube coudé, le coude étant le point le plus élevé, et on chauffe régulièrement l'air contenu dans le tube au voisinage du coude à l'aide d'un courant : l'air chaud reste dans la partie coudée. De part et d'autre de la région chauffée, on dispose les deux soudures d'un couple thermo-électrique ; si l'air se déplace par variation de pression ou de température dans l'un des réservoirs, le galvanomètre indique une déviation proportionnelle au volume de gaz déplacé ; l'appareil permet de déceler ainsi un déplacement d'un dixième de millimètre cube. Si l'un des réservoirs est l'atmosphère, on peut déceler une variation de la pression atmosphérique d'un millionième de millimètre de mercure.

KEIVIN BURNS. — Sur un déplacement des lignes spectrales de certains métaux produit par la présence d'une autre vapeur métallique. — P. 1976.

La présence d'une forte proportion de vapeur lumineuse (Fe, Hg déplace les lignes des métaux contenus dans l'arc en faible proportion (Ba, Mn, Cd) par rapport aux positions qu'occupent ces raies lorsque le métal qui les produit est prédominant.

L. GAY. — La détente adiabatique des liquides. — P. 1978.

Utilisation de l'appareil décrit précédemment(1).
On trouve :

Corps	Coefficient de compressibilité. adiabatique × 10⁻⁶		isothermique × 10⁻⁶	
C^2H^5Br......	74,9±1 (0°,4);	90,3±2 (23°)	111,4 (0°,4);	135,1 (23°)
Isopentane..	135,2±3,5 (0°,4);	170,7±2,5 (23°,3)	178,8 (0°,4);	224,7 (23°,3)
Cyclohexane.	84,1±2 (25°);		110,8 (25°);	
CS^2.........	50,3±1,3 (0°,4);	62,9±1,5 (23°,5)	78,6 (0°,4);	97,7 (23°,5)
$C^6H^5CH^3$.....	58,5±1,8 (0°,4);	69 ±1,8 (23°,8)	77,8 (0°,4);	92,8 (23°,8)
CCl^4........	62 ±0,8 (0°,4);	75,6±2,2 (23°,8)	90,2 (0°,4);	108,5 (23°,8)
$CHCl^3$.......	59,2±1,8 (0°,3);	70,2±1 (23°,8)	82,1 (0°,3);	103,2 (23°,8)
$CH^3CO^2C^2H^5$.	70 ±0,8 (0°,2);	85,2±1,3 (22°,9)	84,4 (0°,2);	116,5 (22°,9)

VICTOR HENRI. — Labilité chimique et absorption des rayons ultra-violets. P. 1979.

Les corps dont les molécules sont labiles, c'est-à-dire qui réagissent facilement, absorbent fortement les rayons ultra-violets. Par conséquent, à côté des effets produits par les différents groupements chimiques et par la constitution moléculaire, la prédisposition des molécules à entrer en réaction provoque une exaltation très forte du pouvoir d'absorption des rayons ultra-violets.

WITOLD BRONIEWSKI. — Sur la thermo-électricité des aciers. — P. 1983.

Entre 0 et 700°, le pouvoir thermoélectrique peut être représenté par :

Fer électrolytique......	$13,7 - 0,0780t + 0,000066t^2$
0,07 de C..............	$18,1 - 0,0986t + 0,000090t^2$
0,24 —	$16,6 - 0,0906t + 0,000081t^2$
0,44 —	$14,8 - 0,0812t + 0,000072t^2$
0,79 —	$13,4 - 0,0798t + 0,000069t^3$
1,12 —	$12,2 - 0,0720t + 0,000063t^2$

Entre a_2 et $a_3\lambda$, on a $\frac{dE}{dt} = -\ 5,9 - 0,0038\ (t - t_2)$ microvolts

a_3 et 1000°λ, on a $\frac{dE}{dt} = -\ 10,5 - 0,028\ (t - t_3)$ —

t_2 et t_3 représentent les températures des points critiques a_2 et a_3.

(1) *C. R.*, t. 156, p. 1070.

J. VILLE et E. DERRIEN. — Catalyse biochimique d'une oxydation luminescente. P. 2021.

L'oxydation de la lophine par le système H^2O^2 + hématine en présence d'une petite quantité de soude se produit avec luminescence.

ALPHONSE BERGET. — Formule barométrique simplifiée pour la mesure des altitudes. — P. 2031.

G. BOIZARD.

ASTROPHYSICAL JOURNAL ;

Vol. XXXVII ; Janvier, Mai 1913.

FRANK-W. VERY. — Mesure à haute altitude du rayonnement solaire. — P. 25-30.

Recherche sur l'actinomètre pour ballon sonde de M. Violle. Études de la méthode de réduction des observations faites avec cet instrument.

L'auteur trace une courbe reliant les valeurs de la constante solaire obtenues dans trois séries d'observations faites à des altitudes très différentes en prenant pour coordonnées les valeurs de la constante et les épaisseurs de l'atmosphère ; cette courbe prolongée indiquerait à la limite de l'atmosphère 3,5 cal. cmq. min. pour valeur de la constante solaire.

FRANK-W. VERY. — Critérium de précision dans les mesures de transmission atmosphérique du rayonnement solaire. — P. 31-43.

L'atmosphère transmet le rayonnement solaire moins librement au milieu du jour. M. Frank W. Very a discuté dans une note précédente(1) la cause de cette variation. Dans la communication actuelle, il se propose d'examiner les moyens par lesquels on peut reconnaître ce changement dans les qualités de l'atmosphère et, dans quelques cas, quelle correction on peut appliquer.

(1) *Astroph. Journ.*, **34**, 361 ; 1911.

F. GOOS. — Longueurs d'onde étalon dans le spectre d'arc du fer réduites aux unités internationales. II : de λ 5328 à λ 6495. — P. 48-59.

Suite des déterminations de longueurs d'onde entreprises par M. Goos (1) avec un réseau concave. L'écart entre les résultats de M. Goos et ceux de M. Kayser atteint au plus 0,01 A.

Gordon-S. FULCHER. — Spectres des décharges à bas potentiel dans l'air et dans l'hydrogène. — P. 60-71.

M. Gordon-S. Fulcher a réussi à faire passer des décharges dans des gaz avec de très faibles différences de potentiel en échauffant suffisamment la cathode. La pression du gaz était de 0,1 millimètre, la distance de l'anode à la cathode de 5 millimètres (cathode de Wentelt). Les différences de potentiel minima étaient pour l'hydrogène 20 volts, pour l'oxygène 45, pour l'air 27 avec des courants de décharge d'environ 0,04 ampère. Ces différences de potentiel minima ne pouvaient pas être maintenues plus de une demi-heure sans renouveler la cathode.

Dans le cas de l'air on voit à 50 volts des colonnes bleuâtres reliant la cathode à l'anode à travers la lueur rougeâtre qui remplit la chambre à décharge ; leur base est distinctement séparée de la cathode par un espace sombre de 0,5 millimètre. La température de la cathode s'élevant, le potentiel de décharge diminue soudain, les colonnes bleuâtres s'évanouissent, la lueur rougeâtre demeure seule en présentant un espace sombre plus large auprès de la cathode. Le spectre de cette décharge montre une diminution frappante de l'intensité relative des bandes négatives de l'azote par rapport aux bandes positives.

La décharge dans l'hydrogène quand le potentiel décroît a les mêmes aspects que dans l'air. Le spectre de série diminue beaucoup d'intensité par rapport au spectre composé, mais aucun spectrogramme ne montre sa disparition complète. Le spectre composé présente aussi des changements très importants. A bas voltage il est plus simple, ses raies les plus fortes semblent se ranger avec quelque régularité suggérant l'existence des bandes. Il est digne de

(1) *Astroph. Journ.*, **35**, 271 ; 1912.

remarque que ces raies les plus fortes à bas voltage sont parmi celles que Dufour avait déjà signalées comme pouvant appartenir à des bandes.

ARTHUR-S. KING. — Sur l'apparition des raies renforcées du titane dans les spectres du four électrique. — P. 119-129.

L'auteur a cherché à faire apparaître les raies renforcées du titane dans le spectre de son four électrique en augmentant sa température. Pour obtenir des températures plus élevées que celles qu'il avait atteintes jusqu'ici, il creusait une gorge dans la portion centrale du tube de graphite, qui forme le four, de façon à ce que sa paroi n'ait plus dans cette région que 2 millimètres d'épaisseur. C'est dans cette partie centrale qu'il placait le titane. Le tube était capable de supporter sous 30 volts un courant de 1.600 ampères, puis, dans sa partie la plus mince, il se volatilisait.

Les raies renforcées du titane apparaissent à des températures probablement un peu supérieures à 2.600° C., mais elles sont très faibles par rapport aux raies d'arc; leur intensité paraît s'accroître avec la température.

Quand le tube de graphite se volatilise, les raies renforcées du titane et la raie d'étincelle du carbone λ 4267 apparaissent avec une intensité qu'on n'obtient en général que dans les étincelles puissantes. L'intensité relative des raies renforcées paraît plus grande au centre de tube que près des parois ; cet effet est très prononcé pour la raie du carbone λ 4267. Les raies sont plus dissymétriques au centre du tube qu'au bord.

C.-G. ABBOT. — Mesures du rayonnement solaire. — P. 130-144.

Réponse aux deux articles de M. Fr. Very analysés plus haut. M. Abbot conclut que les observations que discute M. Very ne conduisent pas à une valeur de la constante solaire plus élevée que celle qu'il a trouvée lui-même (1,9 calorie).

GEORGE-VEST Mc CAULEY. — Distribution de l'énergie dans les spectres du platine, du palladium et du tantale. — P. 164-182.

L'auteur a déterminé à l'aide d'un spectromètre bolométrique la

distribution de l'énergie dans les spectres du platine du palladium et du tantale pour des températures s'étendant de 1.000° aux points de fusion de ces corps. Il a comparé cette distribution à celle que donne pour le corps noir la formule de Planck. Il trouve qu'aucune des deux formules

$$E_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-\alpha} e^{\frac{C_2}{\lambda T}} \qquad E_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-\alpha} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$$

ne peut représenter l'émission de ces métaux.

Ces métaux acquièrent un pouvoir réflecteur dans l'infra-rouge plus marqué aux hautes températures. La dépendance du pouvoir réflecteur avec la température absolue est la même dans l'infra-rouge pour les trois métaux, mais diffère dans le spectre visible.

Le produit $\lambda_m T$ n'est pas constant, mais s'accroît rapidement avec la température. Pour le tantale, la valeur absolue de ce produit est plus grande que pour le corps noir au-dessus de 2.600°.

Il n'y a pas de relation directe entre le poids atomique et la longueur d'onde du maximum d'émission.

NORTON-A. KENT et ROYAL-M. FRYE. — La décharge du tube à vide dans un champ magnétique. — P. 183-189.

Voici la conclusion que les auteurs donnent à leur recherche, qui a été faite en examinant avec un spectrographe à un prisme la nature des spectres donnés par des tubes à vide placés dans le champ d'un électroaimant de Weiss de 26 000 gauss :

« La décharge dans un tube à vide est un phénomène complexe à cause du grand nombre de variables dont elle dépend, potentiel, courant, résistance, température, pression, fréquence, et composition du mélange gazeux que contient le tube. Le champ magnétique constitue une variable de plus, qui a des effets marqués sur les précédentes. En forçant les ions à suivre seulement une petite partie du tube capillaire, il en diminue la section effective, d'où augmentation de la résistance du tube et diminution de l'intensité du courant. Le bombardement mécanique des parois du tube par les ions libère de la matière contenue dans le verre et ajoute à la complexité de la masse de gaz étudiée. Enfin ces mêmes collisions sont probablement un des facteurs qui causent la décomposition ou la dissocia-

tion des ions bombardant en forme plus simple. Ces trois effets amènent la production des spectres soit de substances déjà présentes dans le tube comme impuretés, soit des produits de dissociation du gaz original ou du verre. On peut citer ainsi le renforcement des raies de l'hydrogène dans un tube à argon, le changement du spectre de bandes de l'azote en spectre de raies, ou la production du spectre de l'oxygène dans un tube à oxyde de carbone. Enfin la production par le verre non seulement du spectre du sodium, mais aussi de celui de l'oxygène. »

A.-A. MICHELSON. — Effet sur la vitesse de la lumière de la réflexion sur un miroir mobile. — P. 190-193.

D'après la théorie de l'émission, si les corpuscules sont réfléchis comme des projectiles par un mur élastique, la vitesse de la lumière doit s'accroître comme deux fois la composante de la vitesse du miroir. M. A.-A. Michelson a mesuré par un procédé interférentiel la différence des vitesses de deux rayons lumineux réfléchis sur deux miroirs tournant en sens inverse avec des vitesses de 1 800 tours par minute ; il trouve un résultat nul aux erreurs d'expérience près.

B.-J. SPENCE. — Température d'une cavité en forme de coin; son emploi comme corps noir. — P. 194-197.

M. C.-E. Mendenhall (1) a proposé d'employer comme corps noir une cavité en forme de coin, formée par une feuille de platine repliée sur elle-même. M. B.-J. Spence adjoint à la feuille de platine, pour en déterminer la température, un couple thermo-électrique. Les deux nappes de la feuille de platine repliée, sont enroulées à partir de leur arête d'intersection, sur un tube très mince de quartz et s'entrouvrent ensuite très légèrement pour former la cavité. Dans l'intérieur du tube se trouve le couple thermo-électrique platine-platine rhodié. Les mesures de l'auteur lui ont montré la validité de la méthode de détermination des températures du coin à l'aide du couple thermo-électrique.

(1) *Astrophysical Journ.*, **33**, 91.

W.-H. JULIUS. — Le rayonnement solaire total pendant l'éclipse annulaire du 17 avril 1912. — P. 225-238.

Les observations de M. Julius, faites avec une pile thermo-électrique et un bolomètre recevant directement le faisceau de rayons solaires le conduisent à cette conclusion, qu'il est impossible d'expliquer l'affaiblissement de l'éclat du disque solaire vers le bord, simplement par l'effet d'une atmosphère absorbante.

ARTHUR-S. KING. — Variation avec la température du spectre du fer dans le four électrique. — P. 239-282.

Le four électrique à résistance de M. King permet de graduer à volonté la température de la vapeur étudiée depuis la température des flammes, presque jusqu'à celle de l'arc. On peut considérer son rayonnement comme produit seulement par sa température. Dans ce mémoire très important, l'auteur détermine les intensités des raies du fer produites par son four à basses, moyennes et hautes températures, et les compare à celles données par les autres sources, arc, étincelle et flamme.

Des tables donnent les intensités des raies du fer rangées en six classes d'après les températures auxquelles elles apparaissent dans le four et leurs vitesses d'accroissement avec la température.

Les différences d'intensités relatives entre les raies du four et celles de l'arc peuvent en général s'expliquer par les différences de température des deux sources, pour une classe des raies du four cette explication ne paraît pas suffisante.

L'extrémité rouge du spectre du fer semble demander pour sa production des températures plus élevées que la région bleue ; la distribution des raies à travers le spectre visible n'a guère de ressemblance avec la gradation de l'intensité dans le spectre d'un solide incandescent.

Un premier examen de l'ultra-violet montre que cette région est très riche en raies dans le four. Par l'augmentation de la température le spectre s'étend vers les courtes longueurs d'ondes, mais moins que le spectre d'un solide incandescent.

Il y a des couples de raies dont chacune des composantes appartient à une classe différente et qu'on peut employer par suite pour estimer la température relative des sources lumineuses.

L'accroissement de l'intensité des raies de l'arc entre les vapeurs extérieures et le centre ressemble à l'accroissement de l'intensité des mêmes raies dans le four quand sa température s'accroît.

On ne retrouve pas les raies renforcées dans le spectre visible du four.

Excepté peut-être dans l'ultra-violet, les spectres du four à moyenne et basse températures sont très semblables à ceux des flammes.

G.-F.-C. SEARLE. — Sur la mesure de l'effet Zeeman. — P. 282-287.

Dans une étude sur l'effet Zeeman, M. Purvis avait publié des résultats qu'il aurait obtenus avec un champ de 39.980 gauss. M. Cotton discutant ces nombres avait trouvé que le champ utilisé n'avait pas dû dépasser 30 000 gauss. La valeur indiquée par M. Purvis était basée sur des mesures faites sur l'électro-aimant qui lui a servi, par M. Searle en 1903, peu de temps après la construction de cet appareil. Reprenant son étude en 1912, l'auteur trouve un champ de 28 700 gauss au lieu de 39 700. Dans l'intervalle, une des bobines de l'électro avait du être changée, les autres avaient sans doute subi quelques dommages.

Jules Baillaud.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XL, n°s 3, 4 et 5; t. XLI, n°s 6 et 7; 1913.

J. STARK, A. FISCHER et H. KIRSCHBAUM. — Le spectre des atomions mono- et divalents de l'hélium dans les rayons-canaux. — P. 499-541.

L'existence d'atomions positifs divalents dans les r.-c., n'est pas établie de façon sûre par l'analyse électromagnétique. Dans le mémoire actuel, les auteurs se proposent d'élucider la question par l'étude des raies spectrales que fournissent les rayons-canaux de He. — Le choix de cette méthode se justifie ainsi :

D'après Stark, les atomions positifs seraient les porteurs des spectres de raies. De plus, le spectre de He présente 2 groupes de séries (Runge et Paschen) : 1 série principale et 2 séries secondaires

de raies simples, 1 série principale et 2 séries secondaires de doublets. D'après Runge et Paschen, le second groupe correspondrait à l'hélium, le premier à un corps nouveau — le parhélium — non isolé ; d'après Stark les raies simples correspondraient à des atomions divalents, les raies doubles à des atomions monovalents.

Les raies spectrales des r.-c. de He sont difficiles à étudier, car pour He pur, le faisceau positif est peu intense et les porteurs n'ont qu'une faible vitesse. Cela serait dû, d'après Stark, à ce que dans la colonne lumineuse de He — élément inerte — se trouvent de nombreux électrons libres qui neutralisent très rapidement les atomions positifs, alors que ceux-ci n'ont parcouru qu'une petite portion de la chute cathodique ; d'où leur faible vitesse et la faible intensité du faisceau. Il résulte de là que l'accroissement relatif du nombre des atomions positifs et l'augmentation de la vitesse pourraient être obtenus en diminuant le nombre des électrons libres, par exemple en ajoutant à He un gaz électronégatif (O^2, I^2). — Ces prévisions sont confirmées par l'expérience.

Stark, Fischer et Kirschbaum ont étudié, dans ces conditions, plusieurs raies de He. Ils arrivent aux résultats suivants, dans lesquels ils trouvent une confirmation des idées de Stark sur le rôle des atomions positifs dans l'émission ;

1° L'addition de O^2 ou de I^2 à He augmente la vitesse maxima de l'intensité mobile ;

2° Le maximum de l'intensité mobile est nettement séparé de l'intensité fixe pour les mélanges de He, ce qui n'a pas lieu pour He pur ;

3° L'addition d'un gaz électronégatif accroît l'intensité mobile par rapport à l'intensité fixe.

Raies d'atomions mono et divalents. — Il s'agit, d'après l'étude de l'intensité mobile, d'atteindre la valence des porteurs. La question semble inextricable dans le cas général, car on a affaire à un équilibre mobile entre les atomes neutres et les atomions positifs de valences différentes. Toutefois, il est relativement facile de prévoir l'allure des courbes de noircissement de l'intensité mobile dans les deux cas extrêmes suivants :

a) la neutralisation est pratiquement nulle ;

b) l'ionisation et la neutralisation sont considérables.

D'après ce qui précède, on doit retrouver le second pour He pur, le premier pour He mélangé d'un gaz électronégatif ; c'est ce que

l'expérience confirme. Pour Stark et ses élèves, il résulte de la forme des courbes que pour le groupe des séries de doublets (hélium) les porteurs sont des atomions monovalents, et pour le groupe des séries de raies simples (parhélium), des atomions divalents.

M. Barrée.

F. HENNING. — Thermomètres à hydrogène et à résistance électrique entre 0 et — 193° C. — P. 635-667.

Suite d'une étude comparative du thermomètre à hydrogène et de thermomètres à résistances métalliques.

I. — Si r_0 et r_{100} sont les résistances à 0° et 100° d'un thermomètre à platine, le coefficient moyen de résistance à 0° et 100° est défini par l'expression :

$$100\alpha = \frac{r_{100}}{r_0} - 1\,;$$

dans un bain dont la *température vraie* est t, le thermomètre acquiert une résistance r et l'expression :

$$t_p = \left(\frac{r}{r_0} - 1\right)\frac{1}{\alpha} = \frac{R-1}{\alpha} \qquad \left(\text{si } R = \frac{r}{r_0}\right)$$

définit la *température fournie par le thermomètre à platine.*

Cette température serait identique à la température vraie, donnée par le thermomètre normal, si la résistance du platine variait linéairement avec la température. On sait qu'il n'en est rien, mais il existe une formule due à Callendar, dont Holborn et Henning ont vérifié l'exactitude entre 200° et 450° (1), qui établit une relation quadratique entre t et t_p. Cette formule permet-elle encore la détermination des basses températures par le thermomètre à platine?

Pour répondre à cette question, l'auteur a comparé le thermomètre à hydrogène aux thermomètres à platine, entre 0° et — 193°. Les mesures ont été effectuées dans l'air liquide, dans l'oxygène liquide, et au-dessous de — 150° dans des thermostats dont la température pouvait être maintenue constante à 0°,02 près. Elles montrent que la formule de Callendar s'applique jusqu'à — 40°; au-dessous, elle conduit à une valeur trop faible de la température, et la différence, qui

---

(1) *Journal de Physique*, 5e série, t. I, p. 688 ; 1911.

va croissant à mesure que la température s'abaisse, atteint 2° à — 193°. Il est donc nécessaire d'étalonner le thermomètre à résistance par rapport au thermomètre normal.

D'ailleurs les différents thermomètres à platine ne sont pas comparables entre eux, car l'auteur a observé des différences de 0°,5 entre les indications fournies par différents thermomètres à platine dans le même bain. Mais si on compare les températures, t_p et t'_p, relatives à une même température vraie t, et données par deux thermomètres différents, il se trouve que l'on a :

$$t'_p - t_p = c t_p (t_p - 100),$$

où c est une constante que l'on détermine dans de bonnes conditions, par une comparaison des deux thermomètres à la température de l'air liquide.

Grâce à cette remarque, si l'on a établi par comparaison directe, des tableaux donnant la résistance d'un thermomètre de fonction de la température vraie, il est possible de *calculer* le même tableau pour chacun des autres thermomètres.

A cette même température θ, on a en effet :

$$c = \frac{\theta'_p - \theta_p}{\theta_p (\theta_p - 100)} = \frac{\frac{R' - 1}{\alpha'} - \frac{R - 1}{\alpha}}{\frac{R - 1}{\alpha}\left(\frac{R - 1}{\alpha} - 100\right)}$$

d'où l'on tire aisément :

$$R' = R + (R - 1)\left[\frac{\alpha'}{\alpha}(1 - 100c) - 1\right] + (R - 1)^2 c \frac{\alpha'}{\alpha^2};$$

de sorte que si l'on a préalablement déterminé α' et c, on pourra déterminer le rapport R' relatif au deuxième thermomètre, connaissant le rapport R relatif au premier thermomètre, à la même température.

II. — L'auteur a également comparé au thermomètre normal, les thermomètres à résistance de plomb, dont Nernst a fait usage dans les mesures des chaleurs spécifiques à basse température. Il résulte de la comparaison que les thermomètres de plomb sont beaucoup moins certains que les thermomètres de platine, et que, probablement par suite d'une oxydation superficielle, ils ne restent pas comparables à eux-mêmes.

J. Guyot.

KARL F. LINDMAN. — Sur les oscillations électriques secondaires. P. 992-1022.

Righi a signalé le premier l'action exercée sur un indicateur d'ondes par un autre résonateur placé dans le voisinage. Pour expliquer les faits observés, il admettait qu'un résonateur soumis aux oscillations électriques se comporte à son tour comme un excitateur et émet des ondes dites ondes secondaires.

Dans un travail publié en 1902 (1), l'auteur a mis en évidence un grand nombre de résultats qui confirmaient pleinement cette hypothèse. D'abord il a reproduit l'expérience fondamentale suivante déjà indiquée par Righi. Deux résonateurs linéaires R_1 et R_2 étaient disposés l'un près de l'autre, le premier servant d'excitateur secondaire, le second de résonateur de mesure. Quand ils étaient orientés normalement à l'oscillateur et à la direction de propagation des ondes primaires, on n'observait aucun effet sensible. Mais si le résonateur R_1 était incliné de 45°, le galvanomètre du thermoélément intercalé dans R_2 déviait fortement. Cette déviation décroissait quand la distance entre R_1 et R_2 augmentait, comme si les deux conducteurs formaient un système plus ou moins étroitement couplé, où R_2 était excité inductivement par R_1.

Dans la même étude l'auteur a indiqué un autre phénomène qui aurait son origine dans les oscillations secondaires. En relevant la courbe des ondes stationnaires obtenues par réflexion sur un miroir métallique, il constata que le premier maximum de la force électrique n'était pas au milieu de la distance entre le premier minimum et le miroir, mais qu'il était beaucoup plus rapproché de celui-ci. Cette anomalie serait due aux ondes secondaires émises par le résonateur et réfléchies par le miroir : en effet si on intercalait dans le résonateur des fils très fins en platine ou en fer ou si on plaçait dans son voisinage un long conducteur métallique de manière à absorber les ondes secondaires, le premier maximum se trouvait dans sa position normale.

Enfin il est possible de démontrer l'existence des ondes secondaires par des expériences d'interférence. Karl Lindman les a réalisées au cours de son premier travail ; et il montre que la trans-

(1) *Annalen der Physik*, t. VII, p. 824-850 ; 1902 ; et *Journal de Physique*, 4e série, t. I, p. 537-538 ; 1902.

formation des ondes primaires en ondes secondaires était accompagnée d'un changement de phase dont la valeur serait en moyenne égale à $\frac{3\pi}{4}$.

Dans ses nouvelles recherches l'auteur s'est proposé d'étudier de plus près les propriétés de sondes secondaires et en particulier leur période et leur amortissement. Il a déterminé d'abord les ondes stationnaires émises par un oscillateur muni d'un miroir cylindro-parabolique avant et après l'introduction entre le miroir et l'oscillateur d'un excitateur secondaire constitué par un simple fil de cuivre. Les relevés montrèrent que les ondes secondaires sont beaucoup plus faiblement amorties que les ondes primaires.

D'autres expériences très nombreuses furent réalisées en employant deux résonateurs (l'un servant de résonateur de mesure, l'autre d'excitateur secondaire) munis de tubes à glissière permettant de faire varier à volonté leur longueur.

Les courbes de résonance correspondant aux diverses conditions de réglage mirent en évidence les résultats suivants : Les oscillations secondaires présentent leur maximum d'intensité et leur minimum d'amortissement quand les excitateurs primaire et secondaire sont isochrones. Si on détruit l'isochronisme soit en diminuant la période de l'excitateur, soit en l'augmentant, l'intensité des oscillations qu'il émet décroît; mais cette décroissance est plus rapide dans le premier cas que dans le second. Ce fait est d'accord avec la règle générale suivant laquelle la quantité d'énergie recueillie par un conducteur augmente avec sa longueur.

Il faut noter que la nature du métal dont est formé l'excitateur a une action importante. L'auteur a essayé le cuivre, le fer, le platine, le constantan. En général, les oscillations sont plus intenses et moins fortement amorties quand le métal est plus conducteur. Le fer présente certaines anomalies à cause de ses propriétés magnétiques : les oscillations émises par un fil de fer de diamètre assez fin sont à peine sensibles.

Quand l'excitateur secondaire est constitué par deux conducteurs identiques très voisins, la période des oscillations du système est plus grande que celle d'un conducteur unique. Cet effet est d'autant plus marqué que le couplage est plus serré. Quand les deux conducteurs sont dissemblables, chacun d'eux vibre avec une période propre; mais si le couplage est très serré, les oscillations émises

par le conducteur le plus long tendent à prédominer. Enfin l'auteur a réalisé quelques essais avec un dipôle (ensemble formé de deux sphères réunies par un fil rectiligne). Il constata qu'un tel système émet des oscillations moins fortement amorties qu'un conducteur linéaire réglé pour la même période.

T. XLI, n°s 6 et 7.

J. WALLOT et K. SCHAFER. — Vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long des fils entourés de gaines métalliques. — P. 230-246.

Dans une série de recherches publiées en 1911 (1), J. Wallot était arrivé à cette conclusion que les ondes électromagnétiques se propagent le long d'un double conducteur filiforme entouré d'une enveloppe métallique avec une vitesse notablement inférieure à celle de la lumière dans le vide. La vitesse de propagation v n'était pas mesurée directement mais se déduisait de l'équation :

$$v = \frac{3 \,.\, 10^{10}}{\sqrt{cs}}$$

où c et s désignent la capacité et la self-induction du fil par unité de longueur. Ce sont ces grandeurs c et s qui étaient déterminées expérimentalement par J. Wallot.

Les auteurs ont réalisé une nouvelle série d'expériences dans le but de vérifier et de préciser les résultats de 1911. Ils ont opéré sur un système de deux fils renfermés chacun dans une gaine cylindrique en métal, les deux gaines étant reliées électriquement. On a fait varier au cours des recherches le diamètre des gaines et l'écartement des fils.

La self-induction et la capacité étaient mesurées de la façon suivante. Les deux fils parallèles étaient reliés d'un côté par un contact glissant formant pont; ils étaient entourés d'abord de leur enveloppe métallique sur une petite longueur l. On réglait la période d'un excitateur variable jusqu'à ce qu'il fût en résonance avec le système ainsi constitué. On enlevait ensuite la double gaine et, en déplaçant le pont d'une longueur d, on rétablissait la résonance. Il

(1) *Annalen der Physik*, t. XXXVI, p. 681 ; 1911.

fallait recommencer deux fois l'expérience en disposant successivement la gaine en un nœud et en un ventre des ondes stationnaires produites. Soient d_n et d_v les valeurs trouvées pour le déplacement du pont. On avait alors les équations :

$$d_v = e_v + \left(\frac{c}{c_0} - 1\right) l,$$
$$d_n = e_n + \left(1 - \frac{s}{s_0}\right) l,$$

c_0 et s_0 étant la capacité et la self-induction linéaire du système de fils sans enveloppe métallique ; e_v et e_n désignant des constantes qui étaient déterminées expérimentalement en faisant varier la longueur l.

Les mesures montrèrent d'abord que la capacité des fils entourés de leurs gaines coïncide très sensiblement avec celle que l'on peut déduire de la théorie du condensateur cylindrique. Au contraire la présence des enveloppes métalliques paraît diminuer la self-induction beaucoup plus que ne l'indique la théorie ; et c'est pourquoi les valeurs trouvées pour la vitesse de propagation étaient très sensiblement inférieures à $3 . 10^{10}$. D'après les nombres cités dans le mémoire, l'écart variait entre 6 et 25 0/0. Les auteurs, dans une longue discussion, ont envisagé les diverses causes d'erreur susceptibles d'expliquer cette anomalie. Il semble que les gaines employées ne se comportaient pas comme des écrans parfaits : En effet, la présence d'une feuille de zinc, entourant l'ensemble des deux gaines et soudée à chacune d'elles, diminue de moitié l'écart entre la valeur théorique de la vitesse de propagation et le nombre résultant des observations. Le problème qui présente un grand intérêt au point de vue des mesures de constantes diélectriques ne paraît donc pas encore complètement élucidé.

PAUL DE LA GORCE.

ERICH MARX et KARL LICHTEENEKER.— Etude expérimentale de l'influence de la division du temps d'éclairement sur l'émission des électrons dans les cellules à potassium d'Elster cf. Geitel pour de très faibles énergies lumineuses. — P. 124-160.

Cette étude est importante au point de vue de la théorie de l'absorption et de l'émission ; elle a été faite sur des mesures d'émission

d'électrons en lumière fractionnée, l'hypothèse de Planck de l'absorption continue excluant les mesures d'absorption.

On fait tomber sur la cellule la lumière provenant de l'image d'une fente lumineuse produite par un miroir tournant, et on fait varier le temps d'éclairement en faisant varier la vitesse du miroir et la largeur de la fente. La source lumineuse est une lampe en quartz à vapeur de mercure avec écran en verre jaune, les appareils optiques étant eux-mêmes en quartz. L'image de la fente est obtenue avec de grandes précautions, l'intensité moyenne se calculant à partir de la mesure de l'intensité réelle d'un bord à l'autre.

La sensibilité de la cellule est déterminée à l'aide d'une lampe Hefner, dont l'énergie est connue.

A signaler quelques particularités de la cellule : la sensibilité est augmentée par l'établissement d'un potentiel accélérateur et diminuée par une irradiation préalable, mais elle se rétablit peu à peu avec le temps ; ces faits s'interprètent en admettant que la couche sensible agit comme une résistance au contact très grande, dans laquelle les couches de polarisation influent sur la sensibilité. L'effet d'obscurité qui n'existe que pour les cellules en verre mal isolé, s'élimine en les maintenant pendant longtemps à un certain potentiel.

Le temps d'éclairement a varié dans ces expériences de $4,38 . 10^{3}$ à $1,46 . 10^{-7}$ secondes, c'est-à-dire dans le rapport de 1 à 30.000 ; l'énergie lumineuse reçue était de 0,56 erg/sec-cm², et on n'a observé aucune influence de la division du temps d'éclairement sur le nombre d'électrons émis.

ERICH MARX. — La théorie de l'accumulation d'énergie par éclairement intermittent, et l'établissement de la loi du rayonnement noir. — P. 161-190.

Les résultats des expériences précédentes, de même que le fait qu'une énergie de 6.10^{-8} erg/sec-cm² produit un effet photoélectrique, sont en contradiction, dans l'hypothèse d'une répartition isotrope de la lumière, avec l'équation fondamentale de la théorie des électrons, et avec les hypothèses de Planck (1).

Pour expliquer ces divergences, on peut suivre deux voies : soit conserver intacte l'équation fondamentale des électrons, la lumière

(1) *Annalen der Phys.*, t. XXXVII, p. 642 ; 1912.

n'étant plus répartie uniformément mais ayant dans certaines régions une concentration plus grande; soit supprimer le terme d'amortissement de l'équation des électrons, la lumière étant alors répartie d'une façon uniforme.

I. — En calculant à partir des résultats expérimentaux l'énergie contenue dans les régions de concentration, on trouve qu'elle ne dépasse pas 0,01 à 0,001 0/0 de l'énergie moyenne mesurée. Dans ce calcul, le volume de ces régions est supposé égal au volume d'action des électrons, celui-ci étant obtenu en calculant l'énergie de vibration de l'électron et la divisant par l'énergie de l'unité de volume.

Dans la théorie des ondes, ces régions correspondraient à des ondes d'amplitude exceptionnelle ; on peut aussi, en supposant que leur volume ne varie pas lorsqu'il y a émission de lumière, les assimiler aux quanta de lumière d'Einstein (1).

Il est impossible d'expliquer les résultats expérimentaux simplement par amoindrissement du terme d'amortissement, la répartition de la lumière étant supposée isotrope ; le calcul montre qu'il faudrait le diviser par un nombre auprès duquel le nombre 10^{16} correspondant à l'édifice atomique de J.-J. Thomson (2) est négligeable.

II. — La suppression totale du terme d'amortissement correspond à l'hypothèse de Planck conduisant à la loi du rayonnement noir, mais cette méthode donne comme temps d'accumulation du quantum quelque chose de très grand (de l'ordre de plusieurs semaines) et l'on est obligé, pour la mettre d'accord avec les expériences précédentes, de supposer que l'énergie a été précédemment accumulée de telle sorte qu'il en suffirait d'une très petite quantité pour lui donner la valeur $h\nu$. Il en résulte que cette deuxième explication ne paraît pas préférable à celle des régions de concentration.

Ce résultat se trouve renforcé par des considérations sur les rayons γ et les rayons X pour lesquels il est difficile d'admettre une accumulation préalable, et aussi par les phénomènes d'ionisation des gaz : en particulier, l'hypothèse des régions de concentration rend compte de l'absence d'ionisation en lumière visible, car pour ces radiations le volume d'action de l'électron est bien inférieur à celui du quantum de lumière.

Le mémoire se termine par l'examen de diverses hypothèses sur la nature de ces régions de concentration.

(1) *Ann. der Phys.*, t. XVII, p. 140 ; 1905.
(2) *Phil. Mag.*, t. VII, p. 237 ; 1907.

MAX PLANCK. — Sur l'établissement de la loi du rayonnement noir.
(T. XXXVII, n° 4, 1912.) — P. 642-657.

L'hypothèse de l'émission et de l'absorption discontinues se heurte à de nombreuses difficultés, et en particulier n'explique pas certains phénomènes optiques (interférences, diffraction), qui semblent nécessiter la conservation des lois de l'électromagnétisme.

Dans ce mémoire, Planck suppose que l'absorption se fait d'une façon continue, l'énergie absorbée par un résonateur dans un temps donné étant, pour une certaine fréquence, proportionnelle à l'intensité du rayonnement pour cette fréquence : pour arriver à cette conception, Planck admet l'existence de résonateurs sans amortissements, auxquels il applique les théories de l'électromagnétisme.

L'émission est discontinue, un résonateur ne pouvant émettre que lorsqu'il a absorbé une énergie égale à un nombre entier de quanta ; et ceci d'après une loi de probablité constante : le rapport de la probabilité de non-émission à la probabilité d'émission étant proportionnel à l'intensité de l'énergie rayonnante.

On arrive ainsi à la formule connue de Planck.

Comme application de la théorie, on peut calculer le temps τ que met le résonateur à absorber un quantum, et le nombre n d'émissions par unité de temps.

On trouve :

$$\tau = 4{,}58 \, . \, 10^{-8} \lambda^2 e^{\frac{14600}{T}}$$

$$n = \frac{2{,}18 \, . \, 10^7}{\lambda^3} e^{-\frac{14600}{T}}$$

L. Letellier.

W. GÆDE. — Le frottement extérieur des gaz. — P. 289-336.

L'auteur commence par établir une formule d'interpolation donnant le débit, qui diffère de celle de Knudsen par le facteur $\frac{1 + c_1 p}{1 + c_2 p}$ qui figure dans cette dernière ; si v_0 est le volume de gaz obéissant à la loi de Mariotte, à la pression p_0, qui s'écoule à travers un tube de

diamètre 2R, de longueur L, on a :

$$p_0 v_0 = \frac{p_1 - p_2}{L} \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{p_1 + p_2}{L} + \frac{\pi R^3}{2L} \int_{p_2}^{p_1} \frac{p}{\varepsilon} \, dp,$$

η étant le coefficient de frottement intérieur, ε le coefficient de frottement extérieur, p_1 et p_2 les pressions aux extrémités du tube ; en donnant à ε la valeur :

$$\varepsilon = \frac{3\sqrt{\pi S_1}}{8\sqrt{2p}} = \theta p,$$

qui correspond aux recherches de Knudsen, on a le débit :

$$G = \frac{p_0 v_0}{p_1 - p_2} = \frac{\pi R^4}{8L\eta} \frac{p_1 + p}{2} + \frac{4\sqrt{2\pi R^3}}{3\sqrt{S_1 L}} = a \frac{p_1 + p_2}{2} + b;$$

cette expression ne prévoit aucun minimum pour G, au contraire de la formule de Knudsen. Pour lever cette contradiction, M. Gæde a étudié l'écoulement des gaz à travers une fente étroite en éliminant la vapeur d'eau, le vide étant fait au moyen de sa nouvelle pompe moléculaire et les boules de manomètres étant chauffées pour éliminer plus sûrement l'humidité (1). Dans ces conditions, le gaz obéit à la loi de Mariotte, même quand il est très raréfié. L'hydrogène employé était préparé par électrolyse au moyen d'un voltamètre à acide sulfurique ou à potasse muni d'une deuxième cathode de garde dont le rôle était de balayer par un courant d'hydrogène, l'oxygène provenant de l'anode placé au-dessus d'elle et d'empêcher la diffusion.

Avec la fente de 0,004 millimètre de largeur employée on observe un minimum de G pour $p = 23$ millimètres, d'autre part G ne semble pas tendre vers une valeur constante quand p diminue, ce qui est contraire aux résultats de Knudsen. (La variation est de 112 0/0 entre 23 millimètres et 0,019, au lieu de 5 0/0 prévu.) La théorie cinétique ne donne donc que des indications sur l'allure du phénomène ; l'auteur a recherché alors si le frottement extérieur ne dépend pas de la pression partielle du gaz qui s'écoule et non de la pression totale ; il a été amené ainsi à étudier l'écoulement d'un mélange d'hydrogène

(1) Scheel et Hense, *Verh. d. D. Ph. Ges.*, XI, p. 1 ; 1909.

et d'oxygène à travers une fente étroite. On trouve ainsi que le frottement extérieur est augmenté par la présence d'un gaz étranger dans une proportion que le phénomène de diffusion ne peut expliquer. D'autre part, le vide est suffisamment poussé pour que le libre parcours moyen soit grand par rapport à la largeur de la fente; on est ainsi amené à l'idée d'une pellicule gazeuse condensée, adhérente à la paroi où se produiraient les chocs qui modifient le frottement extérieur. Celui-ci dépend de la pression totale du mélange et non de la pression partielle. Les résultats obtenus par Knudsen aux basses pressions seraient dus à la vapeur de mercure.

M. Gæde a ensuite fait écouler le gaz à travers un tube capillaire de 0,42 millimètre de diamètre et de 5,67 centimètres de longueur, en le comprimant à l'aide d'un double manomètre barométrique. Des récipients de condensation plongés dans l'air liquide permettent d'éliminer toute trace de vapeur d'eau. Les pressions employées ici sont beaucoup plus faibles que dans la série précédente. La théorie de Knudsen se trouve confirmée pour les pressions inférieures à 0,001 millimètre; M. Gæde attribue l'existence du minimum à la pellicule gazeuse; ce phénomène ne serait donc pas de nature purement cinétique. La direction normale à la paroi se trouverait favorisée et la loi simple du cosinus serait à rejeter. Le nombre dZ_1 des molécules c provenant d'une surface lisse f et traversant la couche condensée sous l'angle φ sera :

$$dZ_1 = f\mathrm{N}\Omega \frac{\sigma}{4\pi r^2} \cos\varphi e^{-\int_0^\infty \frac{dl}{\lambda \cos\varphi}}$$

(N nombre de molécules dans l'unité de volume du canal, Ω vitesse moyenne, σ élément à la distance r de la surface et normale à r, λ libre parcours à la distance l).

En tenant compte des molécules réfléchies dans la pellicule, on trouve que la surface f reçoit Z molécules :

$$\mathrm{Z} = \frac{1}{4} f\mathrm{N}\Omega.$$

Ce calcul conduit à des contradictions avec l'expérience si on admet que la surface solide est rigoureusement polie.

L'auteur admet l'existence de rugosités les unes de dimensions moléculaires, les autres ultramicroscopiques. Les premières sont

couvertes d'une pellicule gazeuse aux pressions relativement élevées. La direction normale étant favorisée, la réflexion tend à maintenir les molécules à leur place primitive de sorte que l'accumulation des molécules aux deux extrémités d'un tube s'égalise plus lentement que s'il n'y avait pas de pellicule gazeuse adhérente à la paroi; celle-ci diminue le débit et augmente le frottement extérieur.

W. GÆDE. — La pompe moléculaire. — P. 337-380.

La première partie de ce travail contient un exposé plus détaillé de recherches que les lecteurs du *Journal de Physique* connaissent déjà [1]. Les molécules gazeuses ayant une plus grande vitesse quand elles sont aspirées que quand elles sont rejetées, il s'ensuit, la température étant définie par la vitesse, qu'il existe un effet thermique; on rencontre d'ailleurs dans la vérification expérimentale de la théorie une difficulté due à ce que le « coefficient d'accommodation » de Knudsen est mal connu; M. Gæde a eu l'idée ingénieuse d'appliquer les mêmes considérations aux étoiles filantes qui se meuvent dans une région de l'atmosphère assez élevée pour que le libre parcours moyen soit supérieur au diamètre du météore qui est animé d'un mouvement de rotation en même temps que d'un mouvement de translation de 60 kilomètres par seconde; c'est cette grande vitesse qui expliquerait l'incandescence des étoiles filantes. Le calcul donne des températures allant jusqu'à 4 800° à une hauteur de 100 kilomètres, si on prend pour base les calculs de Wegener [2]; ces nombres ne sont que des limites supérieures, le coefficient d'accommodation étant pris égal à l'unité et la vaporisation du météore étant négligée.

A. GRUMBACH.

---

(1) V. ce *volume*, p. 77. — *Les idées modernes sur la constitution de la matière*, conférence de M. Dunoyer. Gauthier-Villars, 1912.
(2) *Phys. Z.*, XII, p. 170 ; 1911.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIV ; 1913.

TH. SVEDBERG. — Fluctuations spontanées de concentration dans les solutions et les gaz. — P. 22-26.

L'auteur a observé des fluctuations de concentration dans les solutions et les gaz radioactifs. Les expériences ont montré que ces fluctuations sont plus intenses pour les solutions que pour les préparations solides. Ce fait est contraire aux idées de Smoluchowski, de Langevin et de Lorentz ; l'auteur en donne une explication. Après de nombreux essais (acide picrique, fluorescéine, etc.), M. Svedberg ne croit pas qu'on puisse actuellement mettre en évidence les fluctuations de concentration sur d'autres corps que les corps radioactifs.

M. BORN et TH. v. KÁRMÁN. — Sur la théorie des chaleurs spécifiques. P. 15-19.

Nernst et ses élèves ont montré que les chaleurs spécifiques, des solides cristallisés présentent des écarts systématiques avec la formule d'Einstein. Pour expliquer ce fait M. Debye, d'une part [1], et les auteurs, d'autre part [2], ont supposé que les atomes ne sont pas indépendants, mais que leur esemble forme un système mécanique unique ; il s'agit de trouver les périodes de vibration propre de ce système.

Dans cette note, les auteurs reviennent sur leur théorie. Ils s'appuient sur le théorème suivant lequel, pour un réseau cristallin quelconque, le nombre d'oscillations propres dont la période correspond à des longueurs d'onde comprises dans l'intervalle $\lambda, \lambda + \Delta\lambda$, et dont la direction est située dans l'angle solide $\Delta\omega$, est donné par la formule :

$$Na^3 \frac{1}{\lambda} \Delta \left(\frac{1}{\lambda}\right) \Delta\omega,$$

où N est le nombre d'Avogadro et a l'écartement des molécules.

L'énergie contenue dans le corps solide à basse température est

(1) *Arch. de Genève*, mars 1912.
(2) *Phys. Zeit.*, 297 ; 1912.

alors par unité de volume :

$$u = \frac{3}{2}\frac{48\pi h}{C_m^3}\left(\frac{kP}{h}\right)^4 \alpha$$

où C_m est la vitesse moyenne du son.

Cette formule est très analogue à celle qui donne la densité du rayonnement noir.

La chaleur spécifique est :

$$C_v = 2,74 - 10^{10}\frac{m}{\rho}\left(\frac{T}{C_m}\right)^3$$

(m = masse atomique, ρ = densité).

Les auteurs vérifient cette formule dans le cas de Al, Cu, ClK, ClNa et montrent qu'on peut facilement en déduire la formule donnée par M. Debye.

D.-A. GOLDHAMMER. — Nouvelle méthode de spectro- et de polariphotométrie des radiations agissant sur les plaques photographiques. — P. 388-394.

Il s'agit d'une modification apportée au spectrophotomètre de König et Martens (1).

Dans cet appareil, les faisceaux d'intensités I_a et I_b après avoir traversé les fentes a et b, passent dans un biprisme, puis à travers une lentille, et un prisme de Wollaston. On observe, alors, à travers un nicol, deux plages séparées par une ligne nette qui disparaît complètement quand, en tournant le nicol, on rend les deux plages également éclairées.

Si l'on introduit entre le biprisme et la lentille un compensateur de Babinet, le champ est rempli de franges d'interférences. Si le compensateur est orienté à 45° du nicol et du polariseur, les intensités dans les deux plages sont :

$$I_1 = \frac{1}{2} I_b \sin^2\frac{\delta}{2},$$

$$I_2 = \frac{1}{2} I_a \cos^2\frac{\delta}{2},$$

δ étant la différence de phase.

Les deux moitiés du champ auraient le même éclairement pour les points tels que :

$$\frac{I_a}{I_b} = \text{tang}^2\frac{\delta}{2};$$

en ces points, la ligne séparative des deux moitiés disparaît.

(1) *Ann. d. Phys.*, 12, 984 ; 1903.

D'ailleurs δ, en ces points, se calcule facilement à partir de la distance l de deux de ces points voisins et la distance L des franges :

$$\delta = \pi \frac{l}{L}.$$

Supprimons les fentes a et b et faisons tomber sur le polariseur un faisceau partiellement polarisé, ou polarisé elliptiquement, la même méthode permet de calculer tous les éléments de la vibration correspondante. Cette méthode s'applique donc à tous les cas de photométrie et de polarimétrie. L'auteur en discute la précision théoriquement et expérimentalement et étudie l'influence de la dispersion.

J. STARK. — Remarques à propos d'un mémoire de MM. F. Burger et J. Kœnigsberger sur l'état électrique de quelques vapeurs à bandes d'absorption. — P. 454-456.

L'auteur croit devoir présenter quelques observations au sujet de ce mémoire [1]. Il n'a jamais pensé, comme le croient MM. Burger et Kœnigsberger, que l'émission est toujours produite par des électrons libres. C'est pourquoi les différents arguments de ces auteurs contre la théorie de M. Stark ne portent pas. Quant à leurs expériences sur la vapeur de brome et l'azote, elles démontrent qu'il n'y a pas de fluorescence pour les *grandes* longueurs d'onde, ce qui n'est pas contraire aux idées de M. Stark.

P. Job.

A. KŒNIG et E. ELÖD. — Sur la luminosité dans l'azote peu après le passage de décharges électriques. — P. 165-167.

A propos de la critique de Comte [2] des expériences de Strutt, d'après laquelle le phénomène était dû à des traces d'oxygène; les auteurs observent d'autant mieux la luminosité que leur azote est plus pur, et elle est d'autant plus intense que la pression est plus basse ; mais il faut alors augmenter l'épaisseur du gaz pour la rendre

---

(1) *Phys. Zeit.*, XIII, 1198 ; 1912.
(2) Voir ce volume, p. 178.

visible, et les auteurs supposent que Comte observait sous une trop faible épaisseur.

R.-J. STRUTT. — Sur la modification chimico-active de l'azote. — P 215.

Réponse à la critique de Comte(1). L'auteur donne son procédé de purification de l'azote, et indique que plus il est pur, plus le phénomène est sensible.

F. MEESEN. — Sur les travaux de la commission des unités et notations (AEF). P. 167-170.

Cette commission réunie en janvier 1907 sur l'initiative du professeur Stricker de Berlin comprend des représentants de douze sociétés physiques et industrielles de langue allemande ayant au total 50.000 membres et a pour but la fixation des unités, et des notations employées pour représenter les différentes grandeurs dans les formules.

Jusqu'ici on a fixé la grandeur de l'équivalent mécanique et l'unité de résistance :

1° La valeur adoptée pour l'équivalent mécanique de la calorie-gramme est $4,189 \times 10^7$ ergs à 15° (dans le Recueil des constantes de la Société de Physique la valeur donnée comme la plus probable est $4,184 \times 10^7$);

2° Cette valeur est égale à 0,4272 kilogrammètres, en prenant pour g l'accélération de la pesanteur à la latitude 45° et au niveau de la mer ;

3° Pour la constante des gaz parfaits, on a admis :

$R = 8,316 \times 10^7$, l'unité de travail étant l'erg,

$R = 1,985$, l'unité de travail étant la calorie-gramme.

Au point de vue notations, l'auteur donne deux tableaux contenant celles qui ont été adoptées : ces deux tableaux sont reproduits ci-dessous :

(1) Voir note précédente.

Tableau A

Grandeur	Signe
Longueur	l
Masse	m
Temps	t
Rayon	r
Diamètre	d
Longueur d'onde	λ
Volume	V
Angle, arc	α, β
Différence de phase	φ
Vitesse	v
Accélération de la pesanteur.	g
Vitesse angulaire	ω
Nombre de tours par unité de temps	n
Degré d'action	η
Pression	ψ_p
Module d'élasticité	E
Température absolue	T
Température vulgaire	t
Quantité de chaleur	Q
Chaleur spécifique	c
Chaleur spécifique à pression constante	c_p
Chaleur spécifique à volume compact	c_v
Coefficient de dilatation	α
Intensité d'aimantation	$\mathfrak{J}$
Intensité de champ magnétique	$\mathcal{H}$
Induction magnétique	$\mathfrak{B}$
Perméabilité magnétique	μ
Susceptibilité magnétique	$\varkappa$
Force électromotrice	E
Quantité d'électricité	Q
Coefficient de self-induction.	L
Capacité électrique	C

Tableau B

Grandeur	Signe
Surface	F
Force	P
Moment d'une force	M
Travail	A
Puissance	L
Tension superficielle	σ
Dilatation spécifique	ε
Coefficient de compressibilité	τ
Coefficient de Poisson	m
Contraction transversale spécifique	ν
Moment d'inertie	$\mathfrak{J}$
Moment de rotation	C
Coefficient de frottement	μ
Viscosité des fluides	ζ
Nombre de vibrations par unité de temps	n
Équivalent mécanique de la calorie	J
Énergie interne	U
Entropie	S
Chaleur latente d'évaporation.	r
Constante des gaz	R
Indice de réfraction	n
Distance focale principale	f
Intensité lumineuse	$\mathfrak{J}$
Résistance électrique	R
Intensité de courant	I

L'auteur indique ensuite les travaux qui restent à effectuer et termine en insistant sur l'importance pour l'enseignement d'une unité dans la notation.

SAINT-LANDAU et H. PICONIKIEWICZ. — Sur la luminescence de la vapeur de mercure produite par les rayons Röntgen. — P. 381-386.

Les rayons X frappant du mercure chauffé dans le vide provoquent une luminescence bleu verdâtre qui cesse, soit lorsqu'on supprime le rayonnement X, soit par refroidissement de la vapeur. L'observation de la luminescence a été faite par une méthode spectrophotométrique indiquée par Wood.

La température n'influe que parce qu'elle augmente la densité de la vapeur de mercure, ainsi qu'on s'en rend compte par emploi de vapeur non saturée : l'effet est alors indépendant de la température, et croît avec la densité de la vapeur.

Par addition de gaz étrangers (expériences faites avec CO^2, Az, H), on diminue l'intensité du phénomène, d'autant plus que la pression initiale du gaz est plus grande, et le gaz plus léger.

Enfin le spectre semble être un spectre continu, mais les auteurs ne sont pas affirmatifs, leur appareil étant peu dispersif.

Après avoir passé en revue les divers spectres déjà étudiés de la vapeur de mercure, les auteurs admettent que l'énergie des rayons X est absorbée par la vapeur du mercure ; des atomes partent des électrons qui ionisent ensuite la vapeur par chocs, et provoquent la luminescence.

W. KAUFMANN. — Sur une règle relative aux rayons Röntgen fluorescents. P. 366-367.

Owen [1] a montré que les rayons X provenant des métaux lourds sont absorbés par un gaz, proportionnellement à la cinquième puissance du poids atomique du métal. Cette règle est encore valable, en prenant comme corps absorbant l'aluminium, ainsi qu'il résulte d'expériences de l'auteur sur les rayons K et les rayons L (nomenclature de Barkla).

---

[1] *Proc. Roy. Soc.*, t. CXXXVI, p. 426; 1912.

W. KAUFFMANN. — Démonstration du rayonnement Röntgen fluorescent. P. 387-388.

Appareil montrant le phénomène découvert par Barkla de l'émission d'un faisceau secondaire homogène ou fluorescent, par les corps frappés par un faisceau composé de rayons X : le rayonnement secondaire est reçu sur un écran fluorescent, on fait varier la dureté du tube à rayons X en y faisant le vide d'une façon continue. On peut alors classer les métaux en fonction du voltage du primaire. On étudie le pouvoir de pénétration du rayonnement secondaire avec des lames de mica : il est beaucoup moins grand que celui du primaire, et indépendant de la dureté du tube.

HANS THIRRING. — Sur la charge spontanée des cellules photoélectriques dans l'obscurité et la relation avec le rayonnement actif du potassium. — P. 406-408.

On sait que le potassium radioactif émet surtout des particules β. D'autre part, les cellules de potassium se chargent spontanément dans l'obscurité, de telle sorte que le potassium prend une charge positive : Woodrow (1) admet qu'il y a alors une émission de particules analogues à un phénomène radioactif. L'auteur montre qu'il s'agit d'un effet Volta, la cellule se comportant comme un élément galvanique dont le gaz ionisé est l'électrolyte, et dont la résistance intérieure est 12 ohms : il résulte en effet d'expériences faites sur une cellule d'Elster et Geitel, que le courant de saturation croît légèrement lorsqu'on augmente l'ionisation de la cellule, tandis qu'il devrait décroître dans l'hypothèse de Woodrow.

J. STARK. — Méthode simple de préparation de l'argon; activité chimique des gaz diatomiques dans le courant de décharge. — P. 497-498.

En introduisant dans un tube à rayons-canaux renfermant un peu de mercure, de l'oxygène d'une bombe contenant 6 0/0 d'azote et 4 0/0 d'argon environ, on constate que sous l'influence de la décharge, l'oxygène et l'azote se combinent au mercure, tandis que l'argon reste, d'où une méthode de préparation.

(1) *Phys. Rev.*, XXV, p. 293; 1912.

Stark admet que par chocs les rayons-canaux dédoublent les molécules en atomes très actifs qui se combinent ensuite au mercure.

A rapprocher de ceci le fait qu'une anode d'aluminium bien que non frappée par les rayons cathodiques devient incandescente dans une atmosphère d'oxygène grâce à la formation d'alumine ; l'oxyde de mercure est réduit par l'hydrogène dans les mêmes conditions.

L. LETELLIER.

BERTA HEIMANN et W. MARCKWALD. — Sur la teneur en radium des pechblendes. — P. 303-305.

Les auteurs rappellent l'hypothèse émise par Rutherford, d'après laquelle le radium devrait se trouver dans les minerais en quantité proportionnelle à leur teneur en uranium. Tandis que les recherches de Boltwood et Strutt confirmaient cette hypothèse à quelques pour cent près, M^lle Gleditch trouva : 1° dans la pechblende de Joachimsthal le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ inférieur de 15 0/0 à ce qu'il est dans la thorianite, l'écart atteignant 35 0/0 dans l'autunite ; 2° dans une nouvelle étude, portant sur divers échantillons de pechblendes et d'autres minerais, des variations atteignant 15 0/0 ; M. Soddy et Pirret, Markwald et Russel trouvèrent aux erreurs près d'expérience la même valeur pour ce rapport dans la thorianite et la pechblende et des valeurs inférieures avec l'autunite et les autres minerais secondaires d'uranium.

La méthode suivie par les auteurs est celle de Marckwald et Russel. Le minerai est mis en solution et ils dosent l'émanation accumulée pendant un à trois jours en la faisant passer dans une chambre d'ionisation reliée à un électroscope d'Elster et Geitel. Comme terme de comparaison, ils utilisent des solutions de chlorure de radium.

Voici les résultats qu'ils obtiennent.

	Teneur en uranium en 0/0	$\frac{Ra}{Ur} \cdot 10^7$
Pechblende d'Afrique occidentale..	71,20	3,325
— de Norvège I..........	66,55	3,328
— de Norvège II.........	64,39	3,328
— de Joachimsthal.......	63,52	3,341
— de Marienberg.........	41,46	3,331
— de Freiberg...........	23,74	3,339
— de Pribram...........	44,53	3,323
— du Colorado...........	59,95	3,328
— de Cornouailles........	9,01	3,320
Bröggerite de Norvège	65,80	3,323
Moyenne.....................		3,329

Les auteurs ont également étudié les échantillons ci-dessus au point de vue de leur activité en rayons γ, qui dans cette hypothèse doit être proportionnelle à leur teneur en uranium, et ils ont obtenu également une constance remarquable.

Finalement, par suite de la constance de ce rapport, ils proposent d'utiliser la pechblende comme étalon dans les mesures d'émanation. Ils proposent également de prendre pour unité la quantité d'émanation du radium en équilibre avec 1 gramme d'uranium et de lui donner le nom de *Curie ;* l'unité proposée par la Commission internationale et qui porte déjà ce nom (quantité d'émanation en équilibre avec 1 gramme de radium) étant beaucoup trop grande dans la plupart des cas de mesures usuelles se rapportant à la physique du globe.

W. HAMMER et Fr. VOHSEN. — Sur l'emploi du fontactoscope pour la détermination de la teneur en émanation des eaux de source. — P. 451-454.

Dans l'emploi du fontactoscope pour le dosage de l'émanation du radium contenue dans les eaux thermales, la courbe d'accroissement du courant pendant les trois premières heures s'écarte de la courbe théorique obtenue en admettant la formation des produits de désintégration Ra A, Ra B, Ra C.

Les auteurs, ne trouvant pas satisfaisantes les explications données jusqu'à présent, admettent que l'émanation du radium pouvant exister dans l'eau depuis plusieurs heures au moment de l'introduction dans l'appareil se trouve déjà en présence de ses produits de désa-

grégation et que le courant observé n'est pas dû à elle seule, mais également à Ra A, Ra B, Ra C, présents au début de l'expérience.

Ils confirment cette manière de voir par l'étude de la radioactivité induite et celle (au moyen du fontactoscope) d'une eau thermale privée par ébullition de son émanation, mais renfermant encore ses produits de désintégration.

Ils proposent donc de ne pas attendre trois heures pour faire l'observation, mais treize minutes environ, les perturbations étant encore faibles à ce moment, et de prendre pour le calcul de l'émanation seulement 63,3 0/0 du nombre observé.

Ils appliquent ces considérations à la critique des méthodes de Engler et Sieveking et concluent que les nombres obtenus par ces méthodes sont trop élevés d'au moins 10 0/0.

R. Fric.

Lord RAYLEIGH. — Effet des jonctions sur la propagation des ondes électriques le long des conducteurs. — P. 313-317 [1].

Le problème traité mathématiquement est le suivant : des ondes se propagent dans un cylindre métallique $x'Ox$ infiniment long, dans la direction Ox; une tige mince coaxiale s'étend à l'infini dans les deux directions. Lord Rayleigh modifie cet énoncé de Hertz [2] en entourant le cylindre d'un second cylindre conducteur s'étendant à l'infini dans les deux directions, le diamètre étant supposé petit vis-à-vis de la longueur d'onde. Il écrit les équations de Maxwell en supposant d'abord qu'il s'agit d'une propagation dans un plan méridien.

Le champ électrique (P, Q, R) étant, à la surface, normale à celle-ci, on trouve pour la composante b de l'induction qui subsiste seule :

$$\frac{db}{dn} = 0,$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right) b = 0, \qquad \text{avec} \qquad k = \frac{p}{V},$$

V étant la vitesse de propagation, et la vibration simple étant pro-

(1) Communication à la Royal Society, 16 janvier 1913.

(2) Hertz, *Sur la propagation d'ondes électriques dans les fils*, W.-A., XXXVII, p. 395; 1889.

portionnelle à e^{ipt}. Les équations sont les mêmes que celles des ondes se propageant dans l'air entouré de parois solides.

Le cas où les cylindres se réduisent à des plans se met en équation comme le problème analogue d'acoustique traité par Poisson.

On traite de même le problème à trois dimensions, sous la même condition, que la région remplie d'ondes irrégulières soit petite vis-à-vis de λ.

Si la longueur d'onde est assez grande, p est négligeable, et on peut alors supprimer les termes en $\frac{d}{dt}$ dans les équations. La force électrique dérive d'un potentiel qui satisfait à l'équation ;

$$\nabla^2\varphi = 0.$$

Il en est de même de l'induction magnétique, avec cette réserve que la fonction potentielle ψ peut être multiforme. Le cas traité est celui où les conducteurs sont des surfaces de révolution autour de Oz [1]. Les variables électriques sont alors proportionnelles à :

$$e^{i(pt+kz)}.$$

$$P, Q, R = e^{ipt}(H_1 e^{-iKz} + K_1 e^{iKz})\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, 0\right)\log r \quad \text{avec} \quad r = \sqrt{x^2+y^2}.$$

L'hypothèse d'une grande longueur d'onde élimine les mouvements irréguliers aux points de jonction.

O. von BAEYER, O. HAHN et L. MEITNER. — Le spectre magnétique des rayons β du radioactinium et de ses produits de dégradation. — P. 321-323.

Le radioactinium employé est préparé à partir de l'actinium par précipitation d'une première portion impure par le thiosulfate d'ammoniaque et précipitation du radioactinium formé au bout de quelques semaines dans la portion filtrée en présence du nitrate de zirconium. On redissout dans l'acide chlorhydrique et on sépare l'actinium X comme précédemment. On forme un dépôt électrolytique de radioactinium sur un fil d'argent.

Les auteurs ont photographié le spectre magnétique, déterminé la

(1) Voir Lord Rayleigh, *Phil Mag.*, [5], XLIV, p. 199; 1897; — *Scientific Papers*, IV, p. 327.

vitesse des rayons β ; ils sont parvenus à montrer que le rayonnement pénétrant du radioactinium, dont la nature était encore indéterminée, n'est pas dévié par un champ magnétique de 4 à 5 000 gauss. Des rayons β, de grande vitesse, le seraient certainement. Il s'agit donc bien de rayons γ, comme l'ont annoncé MM. Russell et Chadwick[1].

O. HAHN et M. ROTHENBACH. — Contribution à l'étude des produits à longue vie de l'actinium. — P. 409-410.

Les auteurs ont préparé l'actinium X en précipitant par l'ammoniaque le radioactinium et l'actinium et filtré après deux heures de repos. Après addition de fer, ils répètent l'opération sur la liqueur filtrée acidulée et on entraîne l'actinium X par le sulfate de baryum. La préparation est ensuite couverte d'une lame d'aluminium de 0,05 millimètre pour empêcher l'émanation de se répandre. Les mesures portent donc uniquement sur les rayons β.

La vie moyenne de l'actinium X est 11,6 jours (au lieu de 10,2, valeur acceptée jusqu'à présent).

Le radioactinium préparé à l'hyposulfite en présence de zircone a une vie moyenne de 19,5 jours.

L'actinium séparé de l'actinium X par le chromate de potassium a une activité due aux rayons α, qui n'est que 2,5 0/0 de l'activité maxima ; on ne peut déceler au début de rayonnement β.

L. ISAKOW. — Le papier à décrément. — P. 456-457.

Papier quadrillé fondé sur le principe des quadrillages logarithmiques, servent à la représentation linéaire des courbes de résonance de Bjerknes.

A. GRUMBACH.

---

(1) *Nature*, XC, p. 403 ; 1912.

W. FRIEDRICH. — Nouveau phénomène d'interférences par les rayons Röntgen. P. 317-319.

Lorsque l'on fait tomber un faisceau étroit de rayons Röntgen sur une petite tranche d'un corps non cristallisé (paraffine, baume de Canada, ambre, gomme, etc.), on obtient sur une plaque photographique, placée à quelques centimètres en arrière, un ou plusieurs anneaux concentriques à la tache du faisceau incident.

Ces anneaux semblent dus à la diffusion des rayons X sur les molécules ou les atomes des corps amorphes, et être comparables aux anneaux de diffusion de Newton ou aux halos du soleil et de la lune.

Les phénomènes d'interférences dans les corps amorphes dépendent de la nature de l'anticathode et de la vieillesse du tube de décharge, ce qui les distingue des phénomènes observés pour les corps cristallisés. D'autre part, ils sont modifiés par une altération mécanique du corps amorphe.

J. STARK. — Discussion sur la façon dont se comportent les rayons Röntgen dans les cristaux. — P. 319-321.

Étude théorique. — Stark, qui avait attribué [1] dans les expériences de Friedrich, Knipping et Laue, le rôle essentiel à une absorption sélective suivant certaines directions, place maintenant au premier plan une dispersion sélective; il s'appuie sur les expériences de Bragg, Barkla et Martyn.

M. Barrée.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXXXI; 1912.

WREWSKY. — La composition et la tension de la vapeur des mélanges liquides binaires. — P. 1-29.

Ce travail, de nature purement expérimentale, est rendu nécessaire par l'insuffisance du matériel utilisé jusqu'ici. Il se rapporte aux

(1) J. Stark, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 1051; 1912.

solutions aqueuses des alcools éthylique, méthylique et propylique. On détermine, pour un certain nombre de températures, la composition de la dissolution et celle de la vapeur, ainsi que les pressions partielles des deux composants; les résultats sont représentés par des courbes. Dans les trois cas, il existe un mélange à température d'ébullition constante, pour lequel la vapeur a même composition que le liquide; la composition de ce mélange varie avec la température et sa concentration en alcool est d'autant plus faible que la température est plus élevée.

GOLDSCHMIDT et THUESEN. — L'éthérification dans l'alcool méthylique. P. 30-67.

Les recherches ont porté sur l'éthérification de l'alcool méthylique par une dizaine d'acides organiques, catalysée par les acides chlorhydrique, picrique et trichlorobutyrique. La détermination faite à à l'avance de la conductibilité de ces solutions de catalyseurs dans l'alcool pur et dans l'alcool aqueux permettra ensuite de déterminer la quantité d'eau formée et par suite la vitesse d'éthérification. Il y a deux résultats essentiels :

1° L'action catalytique de ces acides est double, ils agissent par le cation, mais aussi par la partie non dissociée ; la vitesse due à la première action est proportionnelle à la concentration en ions-hydrogène et quand, pour un certain acide, elle a été déterminée pour un catalyseur, elle peut se calculer pour les autres catalyseurs d'après leur degré de dissociation.

La vitesse due à l'autre action est purement individuelle, elle est proportionnelle à la concentration de la partie non dissociée du catalyseur;

2° La diminution de vitesse pour la plupart des acides par addition d'eau est à peu près la même, ce que justifie cette hypothèse qu'il se fait une combinaison de l'alcool et du catalyseur. Cependant, il y a à cette règle des exceptions, encore inexpliquées.

DAVIS et JONES. — Le coefficient de conductibilité et le coefficient négatif de viscosité de certains sels de rubidium et d'ammonium dans la glycérine et dans des mélanges de glycérine et d'eau entre 25° et 75°. — P. 68-112.

Les valeurs de la conductibilité dans la glycérine sont très faibles, mais elles croissent de façon très régulière avec la température et,

sauf dans quelques cas avec la dilution. Dans le cas des sels qui entraînent une forte diminution de la viscosité du dissolvant, on observe un minimum dans la courbe des conductibilités des solutions concentrées, et la conductibilité varie dans le même sens que la fluidité. Enfin les conductibilités dans les mélanges glycérine et eau sont plus faibles que ne l'indiquerait la loi des mélanges.

Les sels de rubidium produisent une diminution de la viscosité de la glycérine bien plus grande que les sels correspondants de potassium ; ceux d'ammonium sont voisins des premiers. Cette diminution est d'autant plus grande que la température est plus élevée et la dilution plus grande. Enfin les courbes de fluidité et de conductibilité dans les mélanges glycérine et eau présentent une très grande analogie entre 25° et 75°.

BÜCHNER et PRINS. — Solubilité et chaleur de dissolution du trioxyde de chrome dans l'eau. — P. 113-120.

Il s'agit d'un travail expérimental dans lequel on a déterminé d'une part le diagramme température — concentration du système CrO^3 — H^2O ; d'autre part la chaleur de dissolution de CrO^3 dans diverses quantités d'eau et les chaleurs spécifiques des dissolutions à différentes concentrations. On ne trouve rien d'anormal.

PREUNER et BROCKMÖLLER. — Mesure des pressions des gaz au moyen du manomètre spiral en verre de quartz. — P. 129-170.

Ce manomètre permet d'opérer à des températures élevées ; il a été utilisé dans ce travail à l'étude des isothermes du sélénium, du soufre, du phosphore et de l'arsenic gazeux et pour la dissociation du sulfure cuivrique et de l'hydrogène sélénié ; les pressions ont varié entre 200 et 1.200 millimètres.

Pour le sélénium, on a étudié les isothermes 550, 600, 650, 700, 750 et 800, le phénomène principal est la dissociation $Se^6 \rightleftarrows 3Se^2$, mais aux températures les plus basses il existe des molécules Se^8 et aux plus élevées des molécules Se.

On a calculé les constantes d'équilibre et les quantités de chaleur mises en jeu.

Avec le soufre, on retrouve tous les résultats déjà connus. La connaissance de ses constantes de dissociation a permis d'étudier de

plus près la dissociation de H^2S. soit en ses composants gazeux, soit encore en hydrogène et soufre solide.

De même pour la dissociation du sulfure cuivrique en sulfure cuivreux et soufre gazeux.

Pour le phosphore et l'arsenic, on a étudié les isothermes 800, 900, 1000, 1100 et 1200.

Le processus de la dissociation montre l'existence de molécules P^4, P^2, P, et de même pour l'arsenic. Les constantes d'équilibre sont difficiles à calculer et ne se montrent pas très fixes.

TAMMANN. — La vitesse de cristallisation. — P. 171-186.

Il s'agit dans ce travail de quelques additions à des faits déjà connus :

1° La vitesse de cristallisation de la benzophénone est fonction de la température; désignons par T_0 sa température absolue de fusion, et soit T_1 une autre température où se fait la cristallisation, on a $V_{T_1} = V_{T_0} \times l^{A\frac{T_1 - T_0}{T_0 T_1}}$, formule que vérifie bien l'expérience.

2° Pour un mélange de deux substances isomorphes, la vitesse maxima de cristallisation diminue avec la température ;

3° L'auteur explique les variations considérables et très sensibles de la vitesse de cristallisation en fonction de la température.

TAMMANN. — Détermination des courbes de fusion de quelques substances fondant à basse température. — P. 187-203.

Les expériences ont porté sur l'éther, l'alcool méthylique et le sulfure de carbone, et on a déterminé les courbes représentant la variation du point de fusion avec la pression. Cette variation peut se représenter par une formule à deux termes $\Delta t = ap - bp^2$, b étant très petit par rapport à a surtout pour l'éther et CS^2.

HEYMANN. — Contribution à l'étude des réactions hétérogènes. — P. 204-222.

La théorie de la diffusion de Nernst a été appliquée aux réactions hétérogènes suivantes : catalyse de H^2O^2 par le platine et vitesse de dissolution du cuivre dans la solution d'iodure de potassium en présence d'iode. Dans le premier cas, elle se trouve bien vérifiée, dans

le second cas, la vérification est bonne, sauf pour une expérience donnant un écart de 20 0/0 facile à expliquer.

MASING. — La chaleur de vaporisation des mélanges. — P. 223-245.

Ce travail est en grande partie théorique. Les conditions d'équilibre de Planck pour un système liquide-vapeur sont étendues au cas de *n* composants partagés entre les deux phases. On déduit de ces équations la chaleur de vaporisation du mélange dans le cas le plus général ; elle se présente sous la forme d'une intégrale définie, et on a calculé sa valeur pour les mélanges des alcools éthylique et prophylique avec l'eau.

ATEN. — Une nouvelle modification du soufre. — P. 257-281.

On sait depuis longtemps qu'une solution saturée de soufre dans S^2Cl^2 cesse d'être saturée à partir de 170° et peut dissoudre une nouvelle quantité de soufre à peu près égale à la première ; on a d'abord cru le phénomène dû à la transformation de S_λ en S_μ, mais l'étude directe des solutions de S_μ infirme l'hypothèse. L'étude des courbes de dissolution et de solubilité conduisent à admettre l'existence d'une autre variété de soufre qu'il a été jusqu'ici impossible de séparer.

NIELS BJERRUM. — La constitution de l'iode et du soufre aux températures très élevées d'après des recherches explosives. — P. 281-297.

Le principe de la méthode, déjà plusieurs fois employée, consiste à déterminer les pressions maxima développées par les explosions du gaz tonnant mélangé au gaz étudié ; ici on lui a mélangé HI et H^2S. Pour l'iode, les résultats sont simples ; à 3.000°, la vapeur est complètement dissociée en atomes, et la chaleur de formation de la molécule I^2 est 35.700 calories. Pour la vapeur du soufre, les résultats sont moins nets et la complication provient de la formation d'un peu de SO^2.

GOEBEL. — Le calcul des constantes d'équilibre d'après les déterminations cryoscopiques. — P. 298-307.

Si C représente la concentration de la solution, et Δ l'abaissement

du point de congélation, on a la relation

$$C = 0,705 \log (1 + \Delta) + 0,24 \Delta + 0,004 \Delta^2$$

qui permet de calculer les concentrations des diverses espèces de molécules données par un électrolyte binaire ou tertiaire. Il résulte des expériences que les sels les plus polymérisés sont les sulfates, les nitrates le sont peu, les chlorures très peu. Les électrolytes sont d'autant plus polymérisés qu'ils sont plus faibles ; les sels de potassium le sont plus que ceux de sodium.

SCHEFFER et TREUB. — La courbe des tensions de vapeur du tétroxyde d'azote. P. 308-333.

Les déterminations effectuées jusqu'ici avaient montré l'existence d'un point d'inflexion anormal dans la courbe des tensions de vapeur de N^2O^4 liquide. Ces mesures ont été reprises au moyen d'un manomètre spécial où la pression déforme plus ou moins une lame très mince de verre et auquel on peut donner toute la sensibilité désirable. Non seulement les résultats montrent que la tension de vapeur suit une marche normale, mais ils permettent de calculer à toute température le degré de dissociation de la vapeur, et les résultats concordent avec ceux déjà connus. La chaleur moléculaire de vaporisation est 9.200 calories à la température normale d'ébullition ; la température critique est 158°,2.

JORISSEN. — A propos de la chaleur d'hydratation. — P. 333-338.

La détermination de ces quelques chaleurs d'hydratation d'oxydes alcalino-terreux est destinée à contrôler une formule et à compléter les tables de Landolt.

SMITH. — La décomposition des chlorhydrines par les alcalis. — P. 339-376.

On a constaté que, dans la décomposition par les alcalis des chlorhydrines neutres, de même que dans l'hydrolyse des éthers-sels neutres, des bases différentes agissent de la même façon, tandis que, pour trois chlorhydrines étudiées, qui étaient en même temps des acides, la vitesse de la destruction dépend de la nature et de la concentration de l'ion métal. La loi de décomposition en fonction du

temps est également différente dans les deux cas. L'équation de la catalyse s'applique assez bien aux ions métalliques, mais les coefficients ne sont guère constants. Enfin les chlorhydrines acides se comportent différemment, suivant qu'elles sont monobasiques ou bibasiques.

MENGE. — Réponse à M. Jänecke. — P. 377-378.

Il s'agit des couples de sels réciproques.

BLACKADDER. — Les ferments inorganiques. VI. Destruction catalytique de l'acide formique par le rhodium. — P. 385-416.

En présence du rhodium, l'acide formique est décomposé en dégageant des volumes égaux d'hydrogène et de gaz carbonique, à condition que l'échantillon de métal ait été convenablement préparé. Son activité catalytique n'est un peu durable que s'il renferme des combinaisons soufrées dont le soufre passe peu à peu à l'état de H^2S en même temps que l'activité catalytique du métal diminue. La réduction du sesquisufure de rhodium donne un métal actif ; enfin le passage d'un courant d'oxygène sur le métal inactif lui redonne une faible activité. Mais, au point de vue quantitatif, les résultats sont moins simples et la loi de la réaction en fonction du temps est complexe. En admettant qu'elle est du premier ordre et en calculant dans cette hypothèse la constante des vitesses, on constate qu'elle augmente quand la concentration en acide formique diminue. L'addition de formiate de sodium amène une accélération de la décomposition ; au contraire un excès d'acide formique diminue la constante des vitesses. L'addition d'acide chlorhydrique produit aussi un ralentissement de la réaction, ce qui indique qu'elle se produit d'autant plus vite que la concentration en H est plus faible.

PIHLBLAD. — Une nouvelle preuve de l'existence réelle des molécules. P. 417-430.

Des suspensions, des solutions colloïdales et des solutions moléculaires d'un certain nombre de matières organiques colorées ont été préparées, et la grosseur des particules a été modifiée soit par addition d'autres colloïdes ou d'alcali, soit par vieillissement ou par

action mécanique. Dans tous les cas les courbes d'absorption lumineuse des systèmes dispersés se rapprochent de façon continue de celles des solutions moléculaires, à mesure que la grosseur des particules diminue. Mais on ne distingue pas de loi dans la variation de l'absorption avec le degré de dispersion ; dans un seul cas, les maxima d'absorption se sont tous déplacés vers les petites longueurs d'onde.

SCHEFFER. — Les pressions maxima et minima dans l'équilibre des systèmes binaires. — P. 431-440.

Etude théorique de la forme que peut prendre la courbe d'équilibre de trois phases dans tous les cas.

STERN. — Théorie cinétique de la pression osmotique des solutions concentrées et la validité de la loi de Henry pour des solutions concentrées de gaz carbonique dans certains dissolvants organiques aux basses températures. — P. 441-476.

Ce travail se divise en deux parties distinctes :

1° Une partie théorique où l'auteur développe une théorie de la pression osmotique d'après des hypothèses cinétiques moléculaires analogues à celles de Van der Wahls. Le résultat s'exprime par une équation analogue $\varpi = \frac{RT}{V - (b_1 - b_{12})} - \frac{a_1 - a_{21}}{V^2}$ dans laquelle a_1 et b_1 désignent les constantes de l'équation ordinaire pour le corps dissous et a_{21} et b_{12} des constantes relatives à l'action mutuelle du dissolvant et du corps dissous, et qui sont du même ordre de grandeur que les autres si les coordonnées critiques des deux corps ne diffèrent pas trop. Dans ce cas, la théorie indique que la substance se rapproche bien plus des gaz parfaits à l'état dissous qu'à l'état gazeux pour de grandes concentrations.

2° Une seconde partie expérimentale dans laquelle on a mesuré la solubilité de CO^2 dans les alcools méthylique et éthylique, l'acétone, les acétates de méthyle et d'éthyle à — 78° et — 59° pour des pressions allant de 50 millimètres à 1 atmosphère. Les résultats confirment la conclusion précédente.

Rapport annuel de la Commission internationale des poids atomiques pour 1913 et le tableau des poids atomiques. — P. 477-482.

MÜLLER. — L'absorption de l'oxygène, de l'azote et de l'hydrogène par les solutions aqueuses de quelques corps non électrolytes. — P. 483-503.

Ce travail a été entrepris pour savoir si la loi de Dalton s'applique aussi aux solutions étendues. S'il en était ainsi, le coefficient d'absorption de ces trois gaz par l'eau ne devrait nullement être modifié par l'addition de petites quantités de sucre de canne, de sucre de raisin, de glycérine ou d'hydrate de chloral. Or il n'en est pas ainsi. Pour les deux dernières substances, à mesure que leur concentration augmente, le coefficient d'absorption des trois gaz diminue d'abord, passe par un minimum, puis augmente. Pour les deux premières, il diminue continuellement.

Mais, pour des concentrations égales, la diminution relative de solubilité est sensiblement la même pour les trois gaz.

FRITZ EPHRAÏM. — La nature des valences secondaires. — P. 513-538.

Il s'agit d'un complément d'étude de certaines combinaisons ammoniaco-métalliques. L'étude déjà faite des dérivés hexammoniacaux de certains métaux divalents avait déjà montré que l'affinité de l'ammoniac dans ces combinaisons était d'autant plus grande que le volume atomique du métal était plus petit et que, pour beaucoup de ces combinaisons, il y avait une différence à peu près constante entre les températures de dissociation des chlorure, bromure, iodure. Le présent travail est destiné à vérifier ces conclusions, et il a porté sur 25 combinaisons hexammoniacales des sels halogénés de Cu, Co, Mn, Mg, Cd, Zn, Ni, Gl. On a retrouvé la même loi de stabilité de ces combinaisons, mais on a constaté qu'au point de vue des tensions de dissociation, ces métaux se divisent en deux groupes ; pour les uns, les différences de tension entre les chlorure, bromure, iodure à la même température sont faibles ; pour les autres, elles sont plus grandes, mais à peu près indépendantes du métal. Dans tous les cas. la dissociation a lieu suivant la formule :

$$RX^2,6AzH^3 \rightleftarrows RX^2,5AzH^3 + AzH^3.$$

FRITZ EPHRAÏM. — La nature des valences secondaires. — P. 539-542.

Ce travail se rapporte au domaine d'existence de ces valences. Il

est probable que tous les hydrates possibles au point de vue stœchiométrique existent au moins sous la forme labile jusqu'à un hydrate maximum, comme cela se rencontre pour les combinaisons ammoniacales. On explique d'ailleurs que les courbes de tensions des hydrates aient des points anguleux, tandis que celles des combinaisons ammoniacales n'en ont pas.

CREIGHTON. — La destruction catalytique de l'acide bromocamphocarbonique et le développement de son activité optique. — P. 543-572.

L'acide bromocamphocarbonique se détruit spontanément en bromocamphre et gaz carbonique, quand il est en solution dans le benzoate d'éthyle ou l'acétophénone ; dans le premier cas, la réaction est du second ordre et du premier ordre dans le second dissolvant ; cela tient à ce que la molécule de bromocamphre est double dans le premier cas, simple dans le second. Dans tous les cas, la destruction est beaucoup accélérée par la présence de bases organiques. Avec les bases faibles comme l'aniline ou de petites quantités de bases fortes, la destruction dans l'acétophénone reste une réaction du premier ordre, mais avec les bases fortes et en plus grande quantité, la vitesse de réaction augmente à mesure que CO^2 est mis en liberté, et l'augmentation est encore plus rapide quand la température est plus élevée ; cette augmentation de la vitesse de réaction est due sans doute à l'existence de réactions intermédiaires.

Un second résultat important est que des bases optiquement actives comme la quinine ou la quinidine catalysent à des degrés différents les antipodes optiques de l'acide et la différence de vitesse de destruction peut atteindre 30 0/0 ; ce résultat rappelle la spécificité des enzymes ; on peut ainsi, à partir d'un acide inactif, obtenir le même acide et du bromocamphre actifs. Enfin le pouvoir catalytique des diverses bases suit une variation du même sens que leur conductibilité électrique dans l'acétophénone sans lui être proportionnelle.

JOHANSSON. — Vitesse de réaction de différentes bases sur les acides halogénés. P. 573-589.

Il s'agit encore, comme dans un précédent travail [1], de la destruction de l'acide bromosuccinique en solution aqueuse étendue, neutre ou alcaline, et les principaux résultats de mesures cinétiques sont :

[1] *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 698.

1° le passage des sels de cet acide aux sels d'un acide inconnu propiolactonique est une réaction monomoléculaire dont le coefficient des vitesses est indépendant de la nature et de la concentration du cation ; 2° mais, en solution alcaline, en dehors de la réaction précédente, il existe une réaction bimoléculaire entre le sel de l'acide bromosuccinique et l'excès de base libre.

Le coefficient des vitesses de cette réaction dépend, cette fois, de la nature et de la concentration de l'ion métallique.

BIRON. — Le point de fusion du bibromure d'éthylène. — P. 590.

HILLER. — Le cône intérieur des flammes de carbures d'hydrogène. — P. 591-625.

La température de la zone de séparation du cône intérieur et du manteau de gaz incandescent qui l'entoure peut être calculée de diverses façons.

L'une consiste à comparer la composition des gaz quand ils entrent dans le cône intérieur et quand ils en sortent et à connaître les chaleurs spécifiques et les chaleurs de combinaison ; une autre consiste à déterminer la constante de l'équilibre $CO^2 + H^2 \rightleftarrows CO + H^2O$ dont on connaît la variation en fonction de la température, et enfin une troisième consiste à déterminer par la pile thermoélectrique la différence de température entre l'intérieur et l'extérieur du cône en deux points de très faible distance.

Or les résultats de la première méthode ne concordent pas avec ceux que donnent les deux autres, et il se produit d'autres réactions intermédiaires endothermiques. Les expériences ont porté sur le gaz d'éclairage et sur la vapeur d'éther dont la composition est bien plus fixe.

LEWIS. — Contribution à l'étude de l'état liquide. — P. 626-628.

Rectification d'une formule dans un travail déjà paru.

MARC. — L'absorption et les surfaces saturées. — P. 641-694.

Il s'agit d'un travail important, en même temps expérimental et théorique, dont les principaux résultats sont les suivants :

1° Au point de vue qualitatif, les colloïdes se laissent absorber par les substances cristallines, tandis que les cristalloïdes ne le sont en

général que très peu, sauf quand ils peuvent former avec le milieu absorbant une solution solide, c'est-à-dire présentent avec lui un degré suffisant d'isomorphisme. Ainsi AzO^3K est absorbé par CO^3Ba, tandis que AzO^3Na ne l'est pas ; au contraire CO^3Ca rhomboédrique absorbe bien l'azotate de sodium et non pas celui de potassium. Il résulte de l'étude expérimentale de l'absorption d'un grand nombre de colloïdes ou de corps colorants par divers milieux cristallisés que l'on peut distinguer trois formes d'isothermes d'absorption.

Le premier type présente une courbure plus grande que ne l'indiquerait une formule exponentielle, mais il atteint de façon continue la valeur qui correspond à la saturation. Le deuxième type coïncide avec une exponentielle jusque pour de grandes concentrations. Quant au troisième, il ressemble au précédent avec cette différence que la saturation est atteinte pour de faibles concentrations. Dans tous les cas, c'est le milieu absorbant qui fixe le type de l'isotherme.

2° Au point de vue quantitatif, deux résultats importants à noter. En premier lieu, les rapports des valeurs de la saturation pour diverses substances absorbées sont indépendantes du milieu absorbant.

En second lieu, des deux formules théoriques de Schmidt et d'Arrhénius pour représenter l'isotherme, aucune ne représente complètement les résultats. La dernière, qui représente bien le type n° 1 est moins bonne pour le deuxième et ne vaut rien pour le dernier. Bien des influences agissent sur la forme de l'isotherme, et la relation d'Arrhenius ne représente qu'un cas limite idéal où, en particulier, les molécules absorbées ne forment aucune combinaison avec la couche absorbante ;

3° Au point de vue des applications, ce travail conduit à l'étude quantitative de l'action des poisons, naturels ou organiques et aussi à l'étude de l'effet produit par l'addition des colloïdes sur la séparation électrolytique des métaux.

GROH. — Contribution à l'étude de la relation entre le potentiel et la vitesse d'oxydation. — P. 695-712.

D'après une formule de Nernst la vitesse d'une réaction pourrait être considérée comme le quotient d'une force chimique par une résistance.

Cette force chimique peut se représenter par l'énergie libre de la réaction.

L'oxydation de l'aldéhyde acétique et de l'acide formique par le brome ayant déjà été étudiée, l'auteur étudie cette même oxydation par le chlore; il est vraisemblable que la résistance chimique des deux éléments est la même, et on trouve ce résultat contradictoire que le brome dont le potentiel d'oxydation est plus faible que celui du chlore, oxyde plus rapidement. Cette anomalie est fort probablement due à des processus différents et surtout à des réactions intermédiaires différentes.

Von KOLOSSOVSKY. — Recherches thermochimiques sur la dissolution. P. 713-725.

La question qui se pose est toujours celle de la liaison entre les molécules du dissolvant et celles du corps dissous. Pour faire choix entre les diverses théories, l'auteur étudie les chaleurs moléculaires de dissolution de NaCl dans des mélanges en proportions variables d'eau et d'alcool éthylique ; on trouve un maximum quand la proportion d'alcool est 33 0/0, ce qui est aussi la composition du mélange le plus stable d'eau et d'alcool. Ce fait est une confirmation de l'existence des hydrates stables dans les solutions.

KRUYT. — L'allotropie dynamique du soufre. — P. 726-748.

C'est le quatrième travail de l'auteur sur le même sujet. Le fait le plus important est qu'il existe des cristaux mixtes des deux principales variétés de soufre S_λ et S_μ. Ceci explique les phénomènes observés par Gernez et Tammann et les recherches de Wigand montrant une discontinuité dans la formation des cristaux mixtes ne sont pas probantes. De plus la température de transformation des deux variétés cristallines de soufre est élevée par la présence du soufre amorphe S_μ. Enfin le travail se termine par une table complète des constantes thermiques du soufre.

SEBALDT. — Volumes et valences. — P. 749-753.

L'auteur fait ressortir les avantages qu'il y a à représenter les propriétés physiques et chimiques des éléments en fonction du logarithme de leur volume atomique.

A. Sève.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LE GLISSEMENT DES LIQUIDES A LA PAROI;

Par M. R. DÉTRAIT.

Lorsqu'un liquide qui mouille le verre s'écoule dans un tube, la couche de liquide immédiatement au contact de la paroi reste immobile. Depuis fort longtemps on a cherché s'il y avait encore adhérence complète du liquide à la paroi lorsque celle-ci n'est pas mouillée. Lors de ses expériences sur les oscillations d'un disque immergé dans un liquide, Coulomb s'est servi d'un disque métallique enduit de suif et a conclu de ses observations que la couche de liquide au contact du disque suit exactement le mouvement de celui-ci.

Après les expériences de Poiseuille sur l'écoulement de l'eau, l'Académie des Sciences ayant proposé des recherches sur l'écoulement du mercure dans le verre, Poiseuille les fit avec l'appareil qui lui avait déjà servi, mais les chutes de pression étaient trop fortes et la vitesse d'écoulement cessait d'être proportionnelle à la pression. Poiseuille ne put tirer aucune conclusion de ses essais. Stéfan (1), Warburg (2), Koch (3), et enfin plus récemment M. Bénard (4), par l'étude de l'écoulement du mercure dans des tubes capillaires n'ont pas constaté de glissement à la paroi. M. Couette fit aussi quelques expériences sur l'écoulement de l'eau dans des tubes de métal blanc ou de paraffine desquelles il conclut que « les liquides adhèrent sans glissement à la surface des solides (5) ».

Les expériences précédentes ne peuvent cependant permettre d'affirmer l'absence complète de glissement à la paroi. Les méthodes qui donnent les résultats les plus précis sont celles qui consistent à étudier l'écoulement dans des tubes capillaires. S'il y avait glissement d'un liquide sur une paroi, la vitesse le long de cette paroi serait la même que s'il y avait adhérence parfaite le long d'une paroi parallèle située à une distance très petite de la paroi réelle hors du liquide. Or le diamètre moyen des tubes capillaires est difficile à obtenir, il intervient par sa quatrième puissance dans la formule de Poiseuille et la précision des mesures est peut-être insuffisante.

(1) *Vien. Ber.*, t. XLVI; 1862.
(2) *Pogg. Ann.*, t. CXL, p. 367; 1870.
(3) *Wied. Ann.*, t. XIV, p. 1; 1881.
(4) Brillouin, *Leçons sur la viscosité des liquides et des gaz*, 1re partie.
(5) Couette, Thèse de Physique, 1890, p. 116.

Pour rechercher s'il existe un glissement du liquide contre une paroi non mouillée, j'ai donc renoncé à faire des mesures absolues qui nécessitent la connaissance du diamètre des tubes et, sur les conseils de M. Gutton, j'ai comparé les durées d'écoulement de deux liquides, l'eau et l'essence de pétrole, d'abord dans des tubes de verre qu'ils mouillent tous deux, puis dans des tubes de soufre qui sont mouillés par l'essence de pétrole et non par l'eau. J'ai aussi fait des expériences relatives à l'eau et l'alcool qui réalisent les mêmes conditions.

Quoique après un long séjour du soufre dans l'essence de pétrole on puisse constater une légère dissolution, celle-ci est cependant tellement faible qu'il est possible de faire écouler plusieurs fois de l'essence de pétrole dans un tube de soufre sans que la durée d'écoulement se modifie. Le soufre n'est pas dissous par l'alcool.

Principe de la méthode. — Le principe de la méthode employée est le suivant : Soit P la pression sous laquelle s'écoule dans un temps T, à travers un tube cylindrique de rayon R, de longueur L, un volume V de liquide, si la paroi est mouillée la couche immédiatement au contact est immobile et le coefficient de viscosité η du liquide est donné par la relation de Poiseuille :

$$\eta = \frac{\pi R^4}{8LV} PT.$$

En faisant écouler successivement dans le même tube de verre les mêmes volumes d'eau et d'essence de pétrole, le rapport des produits des temps d'écoulement par les pressions est égal au rapport des viscosités η et η' de ces deux liquides :

$$\frac{\eta}{\eta'} = \frac{PT}{P'T'}.$$

Les mêmes expériences reprises dans un tube de soufre donneraient encore le rapport des viscosités si l'eau qui ne mouille pas la paroi est cependant immobile le long de celle-ci. Si, au contraire, l'eau se déplace le long de la paroi, le rapport $\frac{P_1T_1}{P_1'T_1'}$ où P_1T_1 est relatif à l'eau et $P_1'T_1'$ à l'essence de pétrole ne sera plus égal au rapport des viscosités. La détermination de ce rapport qui peut être faite avec beaucoup de précision et la comparaison de sa valeur avec celle que l'on obtient lors des expériences avec des tubes de verre

permet donc de déceler l'existence d'un glissement à la paroi. Soit R_1 le rayon du tube de soufre, $R_1 + \varepsilon$ le rayon du tube mouillé pour lequel l'écoulement se ferait dans le même temps. On aura :

$$\frac{\eta}{\eta'} = \frac{P_1T_1}{P'_1T'_1}\left(\frac{R_1+\varepsilon}{R_1}\right)^4$$

$\frac{\eta}{\eta'}$ étant fourni par les expériences relatives au verre. La relation précédente donne l'épaisseur ε de la couche de glissement.

Dans toutes les expériences, le débit était proportionnel à la pression, de sorte que l'écoulement se faisait suivant le régime de Poiseuille.

Les viscosités des liquides dépendent, dans de très larges limites, de la température, et comme il est difficile d'effectuer les quatre séries de mesure exactement à la même température les expériences ont été conduites de la manière suivante. Des mesures ont été effectuées entre 10° et 20° centigrades pour des écoulements de chacun des deux liquides dans les deux tubes et des courbes ont été tracées qui représentent pour les diverses températures les valeurs des rapports

$$\frac{PT}{P'T'}, \quad \frac{P_1T_1}{P'_1T'_1}.$$

S'il n'y avait pas de glissement à la paroi, les courbes relatives à un tube de verre et à un tube de soufre devraient être confondues ; or on les trouve distinctes, ce qui démontre l'existence d'un glissement à la paroi. De leurs positions relatives on déduit la valeur de ε.

Il est commode de représenter les logarithmes des rapports précédents car les courbes ainsi obtenues sont sensiblement rectilignes.

Les corrections de force vive indiquées par M. Couette ont été faites pour toutes les expériences, elles sont d'ailleurs assez petites pour que l'incertitude qui en résulte ne puisse être cause de l'écart observé. Il a enfin été vérifié que si l'on compare les résultats fournis par l'essence de pétrole et l'alcool qui mouillent tous deux le verre et le soufre, les rapports

$$\frac{PT}{P'T'}, \quad \frac{P_1T_1}{P'_1T'_1}$$

sont égaux. On démontre ainsi par un contrôle expérimental direct

que la différence trouvée dans le premier cas est bien due à ce que l'eau qui ne mouille pas la paroi de soufre glisse le long de celle-ci.

Appareil. — On obtient des tubes capillaires en soufre en coulant du soufre dans un large tube de verre suivant l'axe duquel est tendu un fil de verre de $0^{mm},2$ à $0^{mm},3$ de diamètre, au bout d'une quinzaine de jours le tube de verre extérieur est enlevé facilement, et en rompant le cylindre de soufre on arrive à sortir le fil de verre sur une longueur suffisante car elle atteint 2 à 3 centimètres. La paroi du conduit capillaire est parfaitement polie.

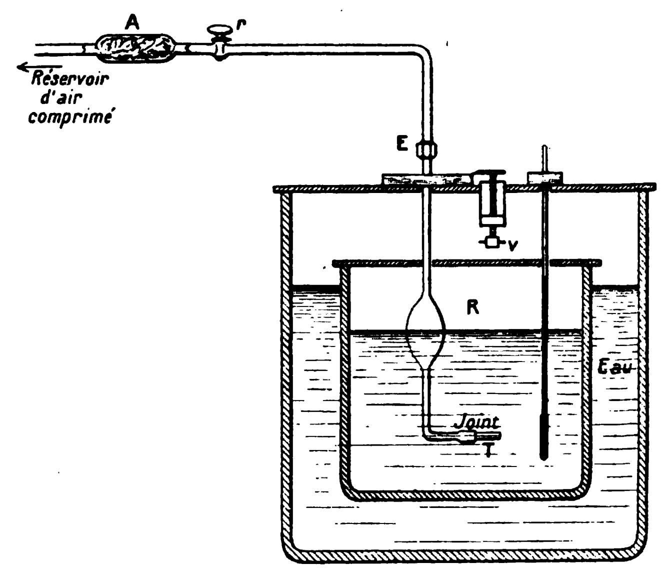


Fig. 1.

Les mesures ont été faites par la méthode de Poiseuille. Le tube capillaire T (*fig.* 1) est fixé à l'extrémité d'un tube large avec un bouchon scellé au mastic de Golaz pour les écoulements d'eau et avec un mélange de silicate de potasse et de craie pour les expériences relatives à l'essence de pétrole ou d'alcool. Ce tube est relié à une ampoule bien symétrique; deux repères tracés de part et d'autre de l'ampoule limitent le volume V du liquide qui s'écoule.

L'ampoule et le tube capillaire sont immergés dans un bac en verre R contenant 7 à 8 litres du liquide en expérience et l'ampoule est remplie par aspiration du liquide, avec une trompe à eau,

au travers du tube capillaire. Le bac est fermé par une plaque de verre percée de deux trous au travers desquels passent le tube portant l'ampoule et un thermomètre gradué au $\frac{1}{10}$ de degré. Une vis V permet de régler l'horizontalité du tube capillaire. Le bac R est immergé dans un grand vase rempli d'eau afin d'éviter de brusques variations de température. Un raccord métallique E permet de relier l'ampoule à un réservoir d'air comprimé, la pression est mesurée avec un manomètre à eau à air libre. Un tube en verre A rempli de coton empêche l'accès des poussières dans le tube capillaire et enfin un robinet *r* permet d'interrompre la communication de l'appareil avec le réservoir à air comprimé.

Après s'être assuré de l'horizontalité du tube capillaire, on vise dans une lunette le niveau du liquide dans l'ampoule et on détermine pour une pression connue les instants de passage de ce niveau aux deux repères. Le chronomètre employé donne le $\frac{1}{5}$ de seconde.

Mesure de la pression. — La pression P_1 à l'orifice d'entrée du tube capillaire est la pression manométrique augmentée de la pression atmosphérique et de la colonne verticale de liquide allant du niveau dans l'ampoule à l'entrée du tube. Cette pression n'est pas rigoureusement constante, le volume de l'air du récipient à air comprimé augmente en effet le volume du liquide écoulé et la colonne du liquide à ajouter varie pendant l'expérience de la distance des deux repères. La pression à l'entrée du tube a été prise égale à la pression manométrique moyenne augmentée de la pression atmosphérique et de la colonne de liquide allant de l'entrée du tube capillaire à un trait tracé sur l'ampoule à égale distance des deux repères ; les débits étant proportionnels aux pressions cette façon d'opérer est légitime.

La pression P_2 à la sortie du tube T est la pression atmosphérique augmentée de la colonne de liquide comprise entre la surface libre du liquide dans le bac R et l'extrémité du tube. Cette colonne augmente légèrement pendant l'écoulement; la pression moyenne prise a été la moyenne des pressions du début et de la fin de l'écoulement.

La pression motrice $P_1 - P_2$ est donc égale à la pression moyenne manométrique diminuée d'une colonne de liquide allant du niveau moyen du liquide dans R au milieu de l'ampoule. Les divers niveaux

ont été mesurés avec un cathétomètre. Un thermomètre donne la température de l'eau du manomètre et permet de réduire les colonnes d'eau en eau à 4° dont le centimètre a été pris pour unité de pression. Connaissant la densité du liquide et sa température, on peut exprimer la colonne de liquide en centimètres d'eau à 4°.

Il a été tenu compte de la différence de pression due à la colonne d'air comprise entre le niveau de l'eau dans la grande branche du manomètre et le niveau du liquide dans le bac R. Il a été également tenu compte de la différence de pression due à la colonne d'air comprise entre le niveau de l'eau dans la petite branche du manomètre et le niveau du liquide dans l'ampoule, cette correction a été réduite au minimum en rendant très petite cette différence des niveaux.

L'ampoule étant étroite, le liquide relevé près des bords donne une forme concave au ménisque et il est nécessaire d'effectuer une correction capillaire. Cette correction capillaire a été faite comme l'indique M. Bénard (1). Pour déterminer sa valeur moyenne, j'ai fait communiquer l'ampoule avec un tube plus large et j'ai étudié au cathétomètre la variation de la dépression capillaire en fonction de la hauteur au-dessus du repère inférieur. Puis pendant une expérience d'écoulement sous pression constante, j'ai déterminé la variation du niveau dans l'ampoule en fonction du temps. Des graphiques représentant les résultats de ces deux expériences, on déduit la variation de la dépression capillaire c en fonction du temps pour un débit constant.

J'ai tracé avec soin la courbe :

$$c = f(t)$$

la valeur de la correction est, si l'écoulement dure T secondes :

$$\frac{1}{T}\int_0^T f(t)\,dt,$$

l'intégrale a été calculée par la formule de Thomas Simpson et on a trouvé pour la température de 4° :

Eau pure.........	$c = 0^{mm},98$ d'eau ;
Essence de pétrole.	$c = 0^{mm},63$ d'essence de pétrole, soit $0^{mm},46$ d'eau ;
Alcool	$c = 0^{mm},33$ d'alcool, soit $0^{mm},26$ d'eau.

(1) Brillouin *Leçons sur la viscosité des liquides et des gaz*, 1re partie, p. 155.

Cette série de mesures donne la pression motrice P en centimètres d'eau à 4°, mais il serait incorrect d'introduire cette valeur de P pour calculer η par la formule de Poiseuille :

$$\eta = \frac{\pi R^4}{8LV} PT$$

sans lui faire subir une correction. Le liquide est en effet sensiblement immobile à l'entrée du tube tandis qu'il a acquis à la sortie une certaine force vive, une partie du travail de la pression motrice est employée pour créer cette force vive et il est nécessaire de diminuer P. M. Couette a calculé (1) la valeur de cette correction, elle est, en centimètres d'eau à 4°, si ρ est la densité du liquide:

$$\frac{\rho}{981} \times \frac{V^2}{T^2} \times \frac{1}{\pi^2 R^4}.$$

La correction de force vive a été effectuée pour chaque écoulement il était donc nécessaire de connaître le rayon du tube capillaire et le volume de l'ampoule ; ce dernier a été déterminé par des jaugeages à l'eau à 0° et a été trouvé égal à $27^{cm^3},973$.

Le rayon du tube capillaire qui n'intervient que dans une correction est donné avec une précision bien suffisante par la machine à diviser. J'ai mesuré les deux axes a et b de la section toujours légèrement elliptique du tube et j'ai rejeté tous les tubes pour lesquels le rapport $\frac{a-b}{a}$ était plus grand que $\frac{1}{10}$.

Ayant effectué les mesures des axes pour chaque extrémité du tube j'ai pris, pour le rayon moyen, la valeur:

$$R_1 = \frac{\sqrt{ab} + \sqrt{a'b'}}{2}.$$

Cette façon d'opérer est légitimée par les calculs de M. Boussinesq pour les écoulements dans des tubes elliptiques (2).

J'ai remarqué que les parties les plus volatiles de l'essence s'évaporant à la longue, il en résultait une augmentation de la viscosité ; pour éviter cet inconvénient, le récipient R contenant l'essence de pétrole était hermétiquement fermé par un couvercle suiffé, à la fin

(1) Couette, *Thèse de Physique*, 1890.
(2) Boussinesq, *Journal de Liouville*, t. XIII, 1868, p. 377.

de toutes les séries d'expériences, les mesures ont été reprises avec le tube de verre du début, les durées d'écoulement et la viscosité n'étaient pas modifiées, ce qui vérifie que l'évaporation était supprimée.

Résultats expérimentaux. — J'ai effectué des écoulements d'eau, d'essence de pétrole et d'alcool dans 2 tubes de verre A et B de longueur et de diamètre différents. Des écoulements d'eau et d'essence de pétrole furent faits dans quatre tubes de soufre, a, b, c, d, de diverses longueurs et de diamètres différents. Des écoulements d'essence de pétrole et d'alcool ont eu lieu dans un tube de soufre a_1 et enfin des écoulements des trois liquides ont porté sur deux nouveaux tubes de soufre b_1, c_1.

Voici à titre d'exemple les résultats obtenus pour un tube de verre et un tube de soufre.

TUBE DE VERRE B

Rayon moyen : $R = 0^{cm},13$.

Températures	Pression en centimètres d'eau à 4° corrigée de la force vive	Durée en secondes de l'écoulement	Logarithme PT
	Ecoulements d'eau.		
16,30	82,032	1061,8	4,9400260
16,39	79,397	1092,4	4,9381858
16,45	102,940	840,4	4,9370702
16,60	96,652	892,6	4,9358677
16,72	92,467	930	4,9347697
16,80	88,995	963,2	4,9330821
16,87	86,822	985,2	4,9321572
16,98	85,537	999,8	4,9310621
17,04	82,653	1030,2	4,9301801
17,60	104,080	805,2	4,9232711
	Ecoulements d'essence de pétrole.		
16,30	40,954	1075,2	4,6437856
16,40	39,134	1120,4	4,6419273
16,44	50,266	872,6	4,6420893
17	48,942	888	4,6380947
17,10	47,453	915	4,6376848
17,16	44,931	963,2	4,6362626
17,40	42,298	1020,6	4,6351754
17,45	40,942	1054,2	4,6350921
17,50	39,275	1096,6	4,6341644

Températures	Pression en centimètres d'eau à 4° corrigée de la force vive	Durée en secondes de l'écoulement	Logarithme PT
	Ecoulements d'alcool.		
16,60	97,052	1018,6	4,9950082
16,68	94,071	1049,2	4,9943141
16,77	91,694	1073,6	4,9931834
17	89,544	1096,8	4,9921639
17,10	87,861	1112,5	4,9900961
17,18	82,342	1183,4	4,9887530
17,70	94,459	1020,6	4,9840989

TUBE DE SOUFRE b_1.

Rayon moyen : $R_1 = 0^{cm},009$.

Températures	Pression en centimètres d'eau à 4° corrigée de la force vive	Durée en secondes de l'écoulement	Logarithme PT
	Ecoulements d'eau.		
16,16	48,243	2685,2	5,1123209
16,26	46,435	2784,2	5,1115458
16,40	57,420	2249	5,1110528
16,79	54,660	2346,4	5,1080710
16,86	52,996	2415	5,1071602
16,98	51.753	2467,2	5,1061399
17,10	50,723	2512,2	5,1052591
17,30	48,756	2612	5,1040013
	Ecoulements d'essence de pétrole.		
16,44	28,385	2415,2	4,8360420
16,47	26,759	2560	4,8357099
16,48	26,440	2592,8	4,8360205
16,80	24,216	2819,6	4,8342899
16,87	23,605	2897,4	4,8340125
17,10	30,779	2212,2	4,8330789
17,14	29,612	2295,2	4,8322882
	Ecoulements d'eau (expériences de contrôle).		
16,20	47,750	2710,4	5,1120067
16,75	55,862	2296,2	5,1081262
17,04	51,153	2495,8	5,1060809
17,18	49,241	2586,8	5,1050898
	Ecoulements d'alcool.		
16,40	65,922	2346	5,1893584
16,44	64,044	2413,6	5,1891427
16,50	62,146	2486,8	5,1890541
16,70	61,220	2515,2	5,1874658
16,76	54,707	2812,6	5,1871509
17,20	68,120	2245,8	5,1846457
17,28	66,797	2286	5,1838332
17,38	59,032	2642	5,1829806

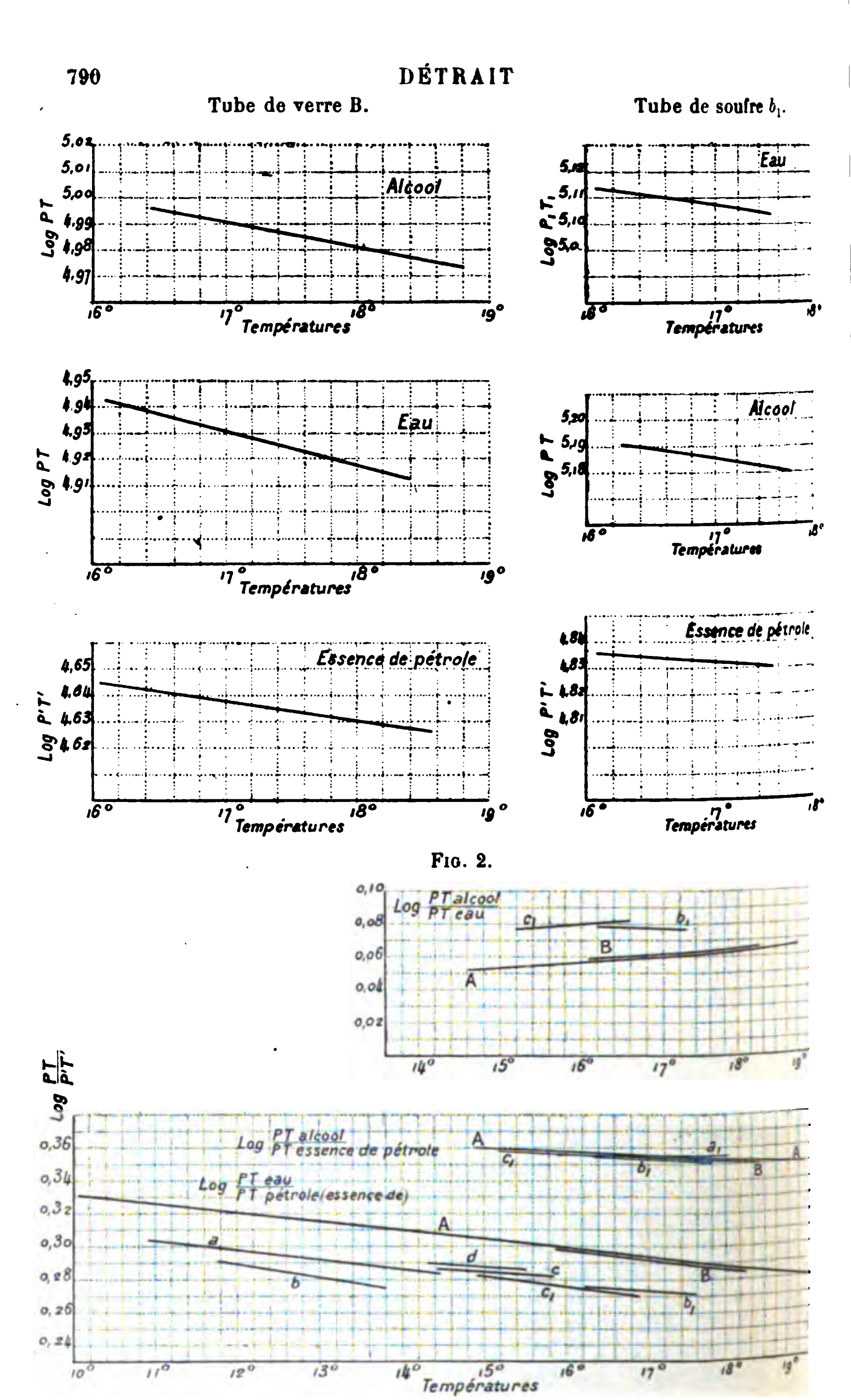

Tube de verre B.
Tube de soufre b_1.
Alcool
Log PT
Températures
Eau
Essence de pétrole
Log P'T'
Log P_1T_1
Log $\frac{PT \text{ alcool}}{PT \text{ eau}}$
Log $\frac{PT}{P'T'}$
Log $\frac{PT \text{ alcool}}{PT \text{ essence de pétrole}}$
Log $\frac{PT \text{ eau}}{PT \text{ pétrole (essence de)}}$

FIG. 2.

FIG. 3.

A l'aide de ces tableaux on trace les graphiques (*fig.* 2) représentant les variations du logarithme du produit PT avec la température. En retranchant les ordonnées de ces courbes on obtient des droites représentant les logarithmes des rapports de ces produits.

Parmi les courbes de la *fig.* 3 on trouve celles qui sont relatives aux tubes B et b_1 auxquels se rapportent les tableaux précédents, on voit qu'elles sont distinctes, ce qui indique l'existence d'un glissement à la paroi.

La formule

$$\frac{PT}{P'T'} = \frac{P_1T_1}{P'_1T'_1}\left(\frac{R_1+\varepsilon}{R_1}\right)^4$$

ou

$$\log\frac{PT}{P'T'} - \log\frac{P_1T_1}{P'_1T'_1} = 4\log\left(1+\frac{\varepsilon}{R_1}\right)$$

dont le premier membre est une quantité connue donnée par les graphiques, fournit la valeur de ε. Pour les tubes auxquels se rapportent les tableaux précédents, on trouve à la température de 17° les résultats suivants :

	Logarithmes des rapports des produits des pressions par les temps d'écoulement $\frac{PT}{P'T'}$		
	Eau-essence de pétrole	Eau-alcool	Alcool-essence de pétrole
Tube de verre B......	0,2924	— 0,0618	0,3545
Tube de soufre b_1....	0,2730	— 0,0793	0,3513
$\log\frac{PT}{P'T'} - \log\frac{P_1T_1}{P'_1T'_1}$..	0,0194	0,0175	0,0029

La dernière ligne de ce tableau donne pour ε les valeurs suivantes :

Eau-essence de pétrole .... $\varepsilon = 1^{\mu}$
Eau-alcool .... $\varepsilon = 0^{\mu},9$

Soit pour ε la valeur moyenne $0^{\mu},95$.

Pour tous les tubes en expérience les mêmes courbes ont été tracées, la figure 3 résume l'ensemble des résultats obtenus, elle représente des courbes qui indiquent pour des températures comprises entre 10° et 20° les valeurs des $\log\frac{PT}{P'T'}$ pour les divers tubes et les divers liquides.

A la partie inférieure de la figure se trouvent les courbes relatives à l'écoulement dans les tubes de verre A et B de l'eau et du pétrole,

et les courbes relatives à l'écoulement de l'eau et de l'essence de pétrole dans des tubes de soufre de divers diamètres. Ces courbes relatives au verre et au soufre pour des écoulements d'eau et d'essence de pétrole sont nettement distinctes. Au milieu de la figure 3 sont les courbes relatives à l'écoulement dans des tubes de verre et de soufre de l'essence de pétrole et de l'alcool qui mouillent tous deux le verre et le soufre ; les courbes sont confondues, ce qui montre qu'il n'y a pas de glissement lorsque le liquide mouille la paroi, les faibles écarts entre les diverses lignes donnent une idée de la précision que comportent les mesures. A la partie supérieure sont enfin les courbes relatives à l'alcool et à l'eau et elles indiquent un glissement de l'eau le long d'une paroi de soufre.

Les valeurs de ε trouvées par les tubes de soufre de divers diamètres sont comprises entre $0^{\mu},9$ et $1^{\mu},6$.

En résumé les expériences que je viens de décrire ont mis en évidence l'existence d'un glissement du liquide à la paroi lorsque celle-ci n'est pas mouillée et elles ont montré que l'épaisseur de la couche de glissement ε pour le soufre et l'eau dans les divers cas étudiés est en moyenne un peu supérieure à un μ.

Cette épaisseur est tellement faible que les mesures absolues faites sur un seul liquide nécessitant la connaissance du rayon moyen ne peuvent déceler l'existence d'un glissement à la paroi. La comparaison des écoulements de deux liquides permet, au contraire, de constater ce glissement lorsque la paroi n'est pas mouillée.

L'INSCRIPTION DES SIGNAUX HERTZIENS (1) ;

Par M. ALBERT TURPAIN.

La télégraphie sans fil se joue aujourd'hui des distances. On a récemment constaté que les signaux horaires envoyés par l'Observatoire de Paris et émis par les appareils de télégraphie sans fil du poste de la Tour Eiffel avaient été reçus à 6.500 kilomètres de Paris. Nous sommes loin des premiers balbutiements de la radiotélégraphie Il y a bientôt vingt ans, en 1894, je parvenais à actionner un télé-

(1) Communication faite à la Société française de Physique, le 20 juin 1913.

phone à 25 mètres de distance et à recevoir à son aide les signaux rythmés du Morse. Le fait que cette réception s'obtenait à travers quatre murs de $0^m,50$ d'épaisseur chacun et sans aucun fil tendu étonnait déjà ceux qui assistèrent à ces expériences, réalisées dans les caves de la Faculté des Sciences de Bordeaux. Deux ans plus tard, en 1896, M. Marconi rendait les ondes électriques perceptibles à quelques centaines de mètres des appareils émetteurs, cela au laboratoire de M. Righi. Bientôt de nouvelles portées furent obtenues. A l'arsenal de la Spezia, puis en Angleterre, les communications atteignirent quelques kilomètres. En 1900, les communications étaient pratiquement échangées à 100 kilomètres. La télégraphie sans fil devenait une application de l'électricité, désormais consacrée par la pratique.

Tous deux, d'ailleurs, M. Marconi et moi, nous n'avons fait qu'appliquer, avec plus ou moins de bonheur et de réussite, la géniale découverte du savant allemand Heinrich Hertz, qui, vers la fin de 1888, réussit le premier à produire des ondes électriques. Hertz est le véritable inventeur en l'espèce. C'est à lui que nous devons la nouvelle télégraphie. Sans les ondes électriques réalisées par Hertz, sans la découverte des oscillations électriques, aucune des applications des ondes (télégraphie sans fil et autres) n'existerait.

Au début, lorsque les portées n'atteignaient pas 100 kilomètres, on recevait les ondes électriques au moyen du cohéreur, petite colonne de limaille métallique que les ondes électriques rendent conductrices. Grâce au courant qui, sous l'influence des ondes, traverse la limaille, on actionnait un relai, c'est-à-dire la palette d'un électro-aimant très sensible, et cette palette fermait à son tour le courant d'une pile locale dans un appareil Morse. Si bien que sur la bande du Morse s'inscrivaient, sous forme de traits et de points, les émissions longues ou brèves des ondes électriques envoyées par le poste transmetteur.

Mais les radiotélégraphistes rêvaient d'accroître encore la portée du nouveau mode de télécommunication. Ils y parvinrent grâce à la trouvaille de divers détecteurs d'ondes très sensibles, le détecteur électrolytique puis le détecteur à cristaux. Ce dernier, très pratique, puisqu'il ne nécessite aucune pile, permet d'exagérer à l'extrême la portée des ondes. Par contre, car il y a toujours un revers de médaille, les réceptions ne peuvent plus être assurées qu'au téléphone. On écoute les ondes électriques, on ne les inscrit plus. Il est curieux de constater que, réduit à ses organes essentiels, le poste récepteur

du télégraphe sans fil trouve son image fidèle dans le dispositif de télégraphie sans fil que j'ai réalisé le premier en 1894, en insérant un téléphone dans la coupure du résonateur électrique à coupures que je venais alors d'imaginer.

Tout en conservant aux postes récepteurs de télégraphie sans fil la faculté de capter des ondes émises à des milliers de kilomètres, il s'agissait donc de leur permettre à nouveau l'inscription des radio-télégrammes.

C'est à la solution de ce problème, l'inscription des signaux hertziens de longue portée, que je me suis consacré depuis trois ans bientôt, et je viens de le résoudre d'une façon pratique.

I

Déjà, en mai 1910, à l'époque où les signaux de l'heure furent émis par la Tour Eiffel, durant une période d'essai d'une quinzaine de jours, à 8 h. 1/2 du soir (ce qui eut lieu du 9 au 22 mai 1910), j'étais parvenu à montrer les signaux hertziens reçus à Poitiers, à 300 kilomètres de la Tour, à l'auditoire d'un cours public d'électricité industrielle qui avait lieu à cette heure ; je dis montrer, car, à cette époque, je suis arrivé à rendre sensibles les émissions de la Tour Eiffel en utilisant un galvanomètre Thomson convenablement réglé dont le spot lumineux se déplaçait suivant le rythme même des émissions.

Vers la même époque, j'ai pu enregistrer par la photographie les signaux hertziens de la Tour. J'employais un dispositif que j'ai mis de nouveau en œuvre, l'an dernier, pour étudier l'influence de l'éclipse de Soleil du 17 avril sur les transmissions hertziennes. Ce dispositif consiste à insérer dans le circuit récepteur d'un détecteur à cristaux un galvanomètre à cadre très sensible (type Chauvin-Arnoux : une division de l'échelle correspond à $0^{\mu\alpha},002$). Les mesures faites à l'aide de ce dispositif, simultanément à Saumur, à Poitiers et à Saint-Benoît, ont mis en évidence, d'une manière incontestable, l'influence très nette de l'éclipse. L'énergie des ondes reçues s'accrut de plus du double au passage du cône d'ombre. Ces résultats sont en concordance avec ceux des expériences allemandes également comparatives, faites à Gratz et à Marbourg, par MM. Take et Vos.

On peut, à l'aide de ce dispositif, inscrire les déplacements du spot lumineux, au moyen d'un enregistreur photographique.

Un graphique ainsi obtenu est donné par la *fig.* 1. On y aperçoit nettement les trois séries de signaux préparatoires, puis les tops de un cinquième de seconde de durée, qui notent les époques exactes de $10^h 45$, $10^h 47$ et $10^h 49$.

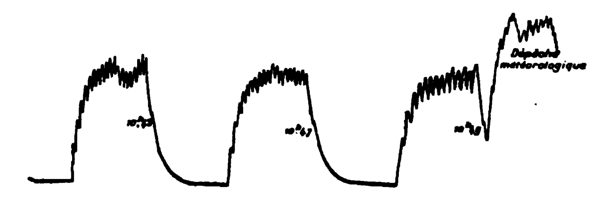


Fig. 1.

Inscription photographique des signaux de l'heure obtenue à Poitiers (300 kilomètres de la Tour Eiffel). — Le cylindre inscripteur fait un tour en 6 minutes $\frac{1}{2}$. Les déplacements du spot atteignent 8 à 10 centimètres. Ces inscriptions remontent à décembre 1911.

Deux fois par jour, en effet, la Tour Eiffel émet des signaux horaires, à $10^h 45$ et à $23^h 45$. A ces époques, les appareils de transmission sont, par une ligne spéciale, mis à la disposition d'un astronome qui, de l'Observatoire de Paris, peut les commander. Cet astronome surveille une pendule garde-temps. A $10^h 44$, il agit par un manipulateur Morse et fait émettre aux appareils de la Tour Eiffel une série de traits radiotélégraphiques — —, cela jusqu'à $10^h 44^m 55^s$. L'astronome connecte alors le dispositif de commande avec le pendule du garde-temps, et à $10^h 45^m$, exactement, le pendule du garde-temps lui-même, en effectuant son oscillation, produit l'émission d'un court signal radiotélégraphique qui ne dure pas plus de un cinquième de seconde. C'est $10^h 45$. Aucune émission n'est faite jusqu'à $10^h 46$. De $10^h 46$ à $10^h 46^m 55^s$, envoi par le manipulateur à la disposition de l'astronome des signaux Morse radiotélégraphiques — - -, qui constituent les signaux avancés de $10^h 47$. A $10^h 47$, exactement, le garde-temps émet un signal de un cinquième de seconde. C'est $10^h 47$. Silence jusqu'à $10^h 48$. De $10^h 48$ à $10^h 48^m 55^s$ environ, des signaux Morse radiotélégraphiques, — - - - - . — - - - - Enfin envoi automatique du signal de $10^h 49$, puis, quelques secondes à peine après, commence l'envoi d'un télégramme météorologique. La nuit, à $23^h 45$,

23^h 47 et 23^h 49, même émission de signaux horaires précédés de leurs signaux avancés : —, —, pour annoncer 23^h 45, —-- pour annoncer 23^h 47, —---- pour annoncer 23^h 49. Aussitôt après 23^h 49, un télégramme composé de deux groupes de 6 chiffres est destiné, suivant ce que nous expliquerons plus loin, à fournir l'heure au centième de seconde près.

Dans la *fig.* 1, on voit nettement l'inscription photographique des signaux avancés et des trois tops 10^h 45, 10^h 47, 10^h 49 séparé chacun, par une minute de silence.

Les élongations du galvanomètre inscrites sur la photographie montrent bien que les signaux avancés de 10^h 45 ne sont pas identiques à ceux de 10^h 47, qui diffèrent également de ceux de 10^h 49. On pressent bien les deux points et les quatre points des 2e et 3e avancés. Toutefois l'inscription des traits et des points n'est aucunement dissociée. C'est que le galvanomètre, très sensible, employé n'est pas assez rapide pour suivre le rythme des émissions. Ces inscriptions datent de décembre 1911.

J'ai obtenu, il y a déjà plusieurs mois, au moyen de galvanomètres spéciaux dont j'ai indiqué la construction et l'économie (1), la dissociation complète des signaux hertziens. Je ne viens pas tant ce soir vous décrire des dispositifs que vous présenter, en séance, des résultats, les résultats mêmes que j'ai exposés en détail, ainsi que les appareils qui ont servi à les obtenir, à notre exposition de Pâques, en mars dernier. — Je romps peut-être, je crois, avec la tradition qui voudrait que l'Exposition de Pâques résume plutôt qu'elle n'inaugure. En l'espèce, par suite de mes fonctions et de mon éloignement de Paris, je me suis trouvé obligé d'exposer ici et de communiquer à la Société des électriciens. Vous m'excuserez, n'est-ce pas ? Je suis d'ailleurs fort peu traditionnel.

Voici donc les résultats obtenus :

Et d'abord (*fig.* 2) un appareil qui permet d'inscrire l'heure d'un chronomètre et de la situer, au $\frac{1}{5}$ de seconde près, par rapport aux signaux horaires.

Un milliampèremètre à aiguille lumineuse, formée d'un levier d'aluminium dont l'extrémité porte une double cellule d'aluminium

---

(1) *C. R. A. S.*, 10 mars 1913, p. 768.

contenant une minuscule lampe à incandescence (que le petit accumulateur de droite entretient), et une lentille cylindrique formée

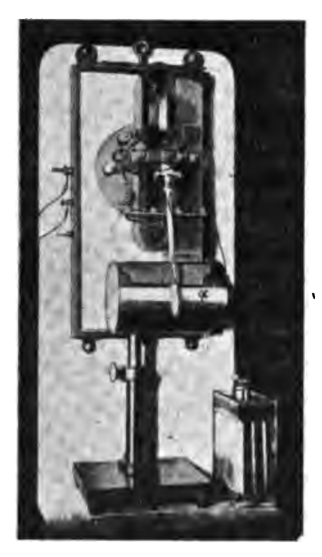


Fig. 2. — Vue de l'appareil qui a servi à obtenir le graphique de la *fig.* 3.

d'un fragment d'agitateur en verre (diamètre, 9 millimètres ; longueur, 5 millimètres). Un enregistreur photographique permet l'inscription simultanée des secondes d'un chronomètre par l'aiguille lumineuse et des signaux de l'heure par le déplacement du spot lumineux d'un galvanomètre sensible, qui, au repos, se forme en α.

Voici un graphique obtenu (*fig.* 3). Il situe l'heure d'un chronomètre de toute première précision, construit par M. Fénon et que possède le Laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Poitiers. Il n'y a pas lieu de rechercher dans une comparaison de chronomètre aux signaux de l'heure une précision supérieure au $\frac{1}{5}$ de seconde, puisque le signal de l'heure présente lui-même cette durée.

Quant au temps perdu entre le contact du chronomètre et le mouvement de la plume lumineuse, il n'atteint pas un dixième de seconde et est d'ailleurs facile à mesurer. Je l'ai fait justement à l'aide du chronographe qui accompagne ce chronomètre de Fénon.

Ici les signaux préparatoires des tops horaires de 45, 47, 49, sont un peu mieux différentiés bien que non encore dissociés.

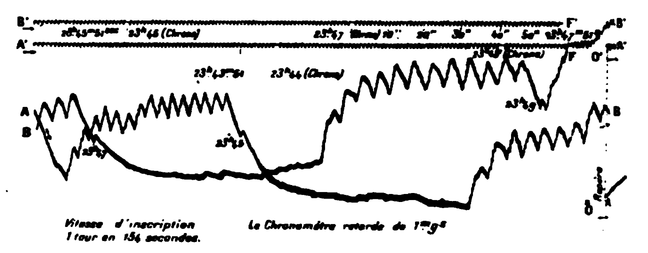


Fig. 3.

Comparaison de l'heure d'un chronomètre-chronographe de Fenon aux signaux de l'heure envoyés par la Tour Eiffel. Inscriptions faites à Poitiers à 300 kilomètres de la tour. Le cylindre inscripteur fait un tour en 134 secondes. — Tracé des signaux de l'heure : OAABBF; tracé des secondes successives du chronomètre : O'A'A'B'B'F'. Un peu avant 23h 47, on a brusquement déplacé le cylindre inscripteur suivant son axe pour permettre l'inscription sans confusion des trois signaux de l'heure. Entre 23h 49 et F, s'aperçoit le début de la dépêche relative au centième de seconde des tops radiotélégraphiques de 23h 30. A $\frac{1}{5}$ de seconde près, le chronomètre étudié retarde de 1m 9s.

Je me suis ensuite proposé d'inscrire l'heure du chronomètre et de la situer par rapport aux tops horaires de 23h 30, au centième de seconde près.

Tous les soirs, à 23h 30, la Tour Eiffel envoie 180 tops radiotélégraphiques espacés à l'intervalle de $\left(1 - \frac{1}{50}\right)$ de seconde, soit 0s,98. Si on écoute simultanément à l'aide d'un téléphone ces tops et les battements des secondes d'un chronomètre, on peut, en notant les coïncidences qui ne peuvent manquer de se produire au cours des 3 minutes environ que dure l'expérience, déduire l'heure que marquait le chronomètre au moment du 1er top, comme aussi celle du 180e top. C'est là l'application d'une méthode classique, déjà ancienne, utilisée par Borda pour déterminer avec une grande précision la durée de l'oscillation d'un pendule donné : la méthode dite des coïncidences. Après les signaux horaires de 23h 49, l'Observatoire de Paris envoie deux groupes de chiffres, par exemple : 295962-325511. C'est le résultat de l'application de la méthode précédente faite par l'astronome de service aux battements du garde-temps de l'Observatoire. Ces chiffres indiquent un résultat, corrigé de toutes les causes d'erreurs possibles. Ils signifient que le 1er top envoyé le fut à 23h 29m 59s,

62 centièmes de seconde, et que le 180e top correspondait à 23h32m55s, 11 centièmes de seconde. On connaît donc, d'après cela, la correction, au centième de second près, du chronomètre que l'on a soumis à l'étude par cette méthode des coïncidences.

En résumé, la méthode des coïncidences, qui permet de déduire cette détermination de l'audition simultanée des tops radiotélégraphiques et des battements du chronomètre à comparer, réalise, à vrai dire, une sorte de vernier du temps, vernier pour les secondes. On peut traduire, par l'enregistrement photographique, ce vernier pour les secondes en un véritable vernier des longueurs. Que l'on compare l'inscription des 180 tops à l'inscription parallèle des secondes du chronomètre, et les coïncidences se trouveront marquées, comme lorsqu'on regarde une règle divisée et la position de son vernier. Sans s'astreindre à la détermination de la coïncidence auditive, forcément fugace et qui ne laisse pas de trace, on peut donc appliquer la méthode actuellement en usage et pour laquelle se fait chaque nuit l'envoi des 180 tops, en lisant à loisir le graphique photographique formant vernier. Mais cette opération n'est même pas nécessaire, puisque l'observatoire transmet chaque nuit, après les signaux de l'heure, les heures corrigées du 1er et du 180e tops, cela au $\frac{1}{100}$ de seconde près ; il suffit dès lors d'inscrire parallèlement le 1er top et la seconde au cours de laquelle il se trouve envoyé. Si l'inscription photographique a lieu à une vitesse suffisante (l'emploi de films de cinématographe ou de pellicules Kodak permet de défiler un décimètre à la seconde), on peut situer le top dans la seconde à 1 millimètre près. Une vérification immédiate s'obtient d'ailleurs en inscrivant le 180e top et la seconde du chronomètre au cours de laquelle il se produit. Si l'on utilise une bande assez longue pour inscrire le 1er et le 180e tops radiotélégraphiques parallèlement aux secondes du chronomètre, on possède un autre contrôle en calculant par le relevé des coïncidences inscrites graphiquement les heures des 1e et 180e tops.

Voici la projection des films de kodak sur lesquels sont inscrites ces comparaisons des tops aux secondes (*fig.* 4 et 5).

Les galvanomètres à cadre extra-sensibles que j'ai combinés et l'inscription très précise qu'ils permettent, peuvent, ainsi que je l'ai indiqué aux *C. R. de l'Ac. des Sciences* (28 avril 1913), être utilisés aux relevés géodésiques de haute précision.

La méthode que je préconise consiste à situer un top émis par la Tour Eiffel dans la seconde du chronomètre employé.

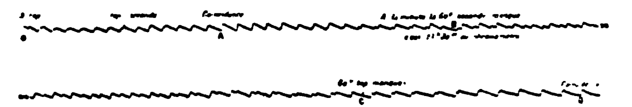


FIG. 4. — Réduction au 1/4.

Exemple d'une détermination de l'heure au $\frac{1}{100}$ de seconde près. Reproduction d'un film de kodak où sont inscrits simultanément les soixante-dix premiers tops qui furent envoyés le 10 mars 1913 à 23ʰ 30 et les secondes du chronomètre comparé. — Le film montre très nettement le chevauchement des tops et des secondes, leur coïncidence. leur désaccord, puis une nouvelle coïncidence. Le top se rapproche de la seconde, et bientôt coïncide avec elle (A), puis s'éloigne progressivement de la seconde du chronomètre. — En B, l'inscription de la seconde manque. Le chronomètre omet, en effet, pour repérage, le contact de la soixantième seconde toutes les minutes. C'est 23ʰ 30 au chronomètre. La différence des tops et des secondes s'accroît: le top se place bientôt au milieu de la seconde, puis s'en rapproche. — En C, le top manque, c'est le soixantième top omis par la Tour Eiffel pour repérage. Cela permet de voir que le premier top inscrit en O fut le cinquième top émis par la Tour. On avait fait partir le tourne-broche défilant la pellicule un peu trop tard. — En D, nouvelle coïncidence des tops et des secondes. La figure est au 1/4 de la grandeur réelle.

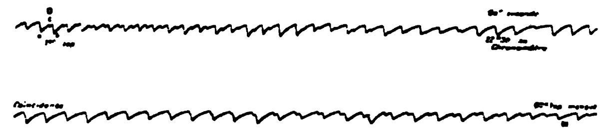


FIG. 5. — Réduction au 1/4.

Reproduction d'un film portant l'impression du premier top en O que le manque de soixantième top en M permet de contrôler et qui se place dans la seconde, comme $4^{mm},25$ dans $5^{mm},5$ $\left(\text{visé fait au micromètre : } \frac{ac}{ab} = \frac{425}{550}\right)$. Le manque en A de la seconde du chronomètre indique que le chronomètre marquait en A : $23^h\ 30^m$. Lors du premier top, il était donc au chronomètre $23^h\ 29^m\ 30^s,772$. La Tour Eiffel ayant indiqué ce jour-là (15 mars) $23^h\ 29^m\ 59^s,63$ pour l'instant du premier top. le chronomètre retardait donc de $28^s,858$. La figure est au 1/4 de la grandeur réelle.

En défilant 1 décimètre de film à la seconde, il suffit d'effectuer le relevé du top au millimètre près pour obtenir le $\frac{1}{100}$ de seconde, ce qui se fait à la règle et à l'œil nu. Si on utilise le microscope et le visé micrométrique, c'est le $\frac{1}{100}$ du $\frac{1}{100}$ de seconde qu'on pourrait atteindre, ce qui serait d'ailleurs, actuellement du moins, bien inutile. — Voici (*fig.* 6) une application de cette méthode faite à l'aide d'un galvanomètre à double cadre extra-sensible.

Cette méthode de situation du top dans la seconde est bien plus précise que la méthode des coïncidences.

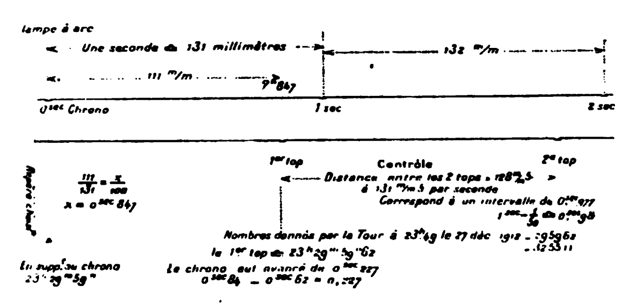


Fig. 6. — Réduction au 1/4.

Graphique d'inscription et de comparaison de l'heure d'un garde-temps au $\frac{1}{100}$ de seconde près. — Les battements du garde-temps enregistrés se placent par rapport au premier top radiotélégraphique envoyé par l'Observatoire le 27 décembre 1912, de telle sorte qu'on en déduit une avance pour le garde-temps de 0ˢ,225.

Le contrôle montre que la précision atteint 0ˢ,003, différence entre 0ˢ,98 et 0ˢ,977.

Tout d'abord l'inscription des tops et des secondes n'astreint pas à la détermination d'une coïncidence auditive forcément fugace et qui ne laisse pas de trace. On peut donc préciser le souvenir et empêcher l'erreur. Mais point n'est besoin de rechercher même des coïncidences, au sujet de la situation exacte desquelles on hésite d'ailleurs souvent (*fig.* 4 et 5). Il suffirait que l'Observatoire inscrive, suivant mon procédé, un seul top dans la seconde du garde-temps et qu'il relève l'heure corrigée de son garde-temps. Ce serait cette heure qu'il télégraphierait aux observateurs qui auraient eux-mêmes, par la méthode que je préconise, situé le même top dans la seconde de leur chronomètre. Au besoin, dans la pratique, un certain nombre de tops, cinq ou six au plus, seraient émis toutes les minutes ou toutes les deux minutes, cela trois fois, et le télégramme hertzien des tops indiquerait l'heure exacte du premier top de chacune des trois series.

Messieurs, on a fait à la méthode que je viens de vous exposer comme en général à la méthode d'inscription des communications hertziennes dont j'ai le premier montré la voie, la critique des parasites.

Et d'abord en ce qui concerne la situation d'un top dans la seconde,

toutes choses égales d'ailleurs, il est d'une évidence immédiate qu'on sera bien moins susceptible d'être troublé par les parasites au

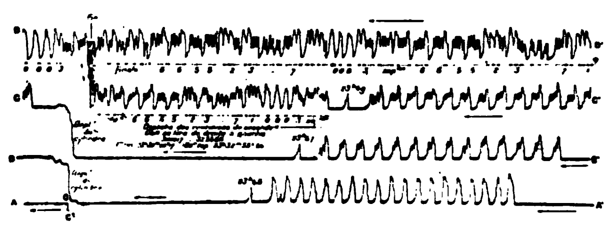


Fig. 7. — Réduction au 1/4.

Inscriptions photographiques de radiotélégrammes obtenus à Poitiers (300 kilomètres de la Tour Eiffel), le 10 mars 1913. Le graphique doit être lu de droite à gauche. Il commence en O' et suit O'AA'BB'CC'DD'O'. Il a duré de 23h43m30s à 23h52m10s. On y trouve nettement inscrits et dissociés les signaux avancés de 23h45, 23h47, 23h49 et les tops de ces signaux horaires. On constate que, par mégarde, l'astronome de l'Observatoire envoya un point entre l'avant-dernier et dernier trait du signal avancé de 23h45. L'auteur, attentif à ce moment au téléphone, entendit très nettement ce point. Après les signaux horaires, la dépêche chiffrée relative aux centièmes de seconde, et qui donne, à cette approximation près, l'heure du premier et du cent quatre-vingtième top de 23h30 est très nettement inscrite et répétée trois fois. Les quelques imperfections du tracé sont dues à ce que le cylindre inscripteur photographique avance parfois par saccades, ce que montre bien d'ailleurs le tracé des minutes de silence.

En même temps que cette photographie était prise, un appareil Morse ordinaire se trouvait actionné par la méthode des deux relais en cascade préconisée par l'auteur. La transcription des signaux Morse a été inscrite sur la figure. La figure est au quart de la grandeur réelle.

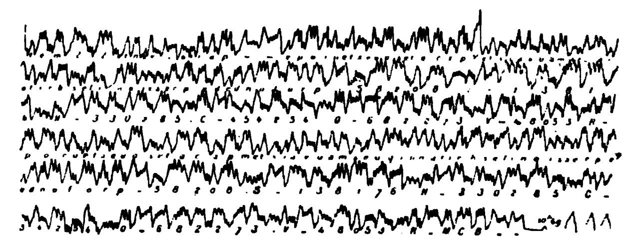


Fig. 8. — Réduction au 1/4.

Reproduction de la dépêche météorologique du 19 mars. Ce radiotélégramme a été reçu au Morse, à Poitiers (300 kilomètres de la Tour Eiffel), en même temps que les déplacements du cadre de notre galvanomètre extra-sensible étaient photographiés, comme le montre le tracé de la figure, grâce au minuscule miroir (2mm × 1mm) collé sur un côté du cadre.

La dépêche doit être lue de droite à gauche. Toute la première partie est en langage chiffré convenu, la prévision du temps en langage clair. La figure est au quart de la grandeur réelle.

cours d'une opération qui dure 3 secondes qu'au cours d'une opération qui dure 3 ou même 5 minutes.

Or il suffit de 3 secondes pour inscrire un top dans une seconde avec la précision la plus extrême qu'on puisse désirer. Les 3 secondes sont nécessaires pour effectuer le contrôle de l'uniformité de vitesse de la bande d'inscription. A la rigueur deux secondes suffiraient, mais il est évidemment mieux de contrôler l'uniformité de la vitesse pour la seconde qui précède et pour la seconde qui suit celle où s'est inscrit le top.

Les dispositifs qui m'ont permis d'obtenir ces résultats sont en même temps que très sensible (ils décèlent le $\frac{1}{100}$ du microampère), très rapides. Certains de mes cadres ont une période de vibration inférieure au $\frac{1}{100}$ de seconde. D'ailleurs je me suis astreint à Poitiers n'étant en somme qu'à une distance de 300 kilomètres de Paris, à ne recevoir qu'une très faible énergie. J'utilise, *à dessein*, une antenne unifilaire et de faible hauteur. De telle sorte que mes galvanomètres pourraient aisément, adaptés à des antennes à rideau du genre de celles de la Tour Eiffel, capter des émissions faites à 5 ou 6.000 kilomètres. Les choses sont disposées d'ailleurs de façon à ce que la presque totalité de l'énergie reçue par l'antenne sert à faire tourner le cadre.

Cette méthode d'inscription et les appareils qu'elle m'a conduit à construire sont susceptibles de deux domaines d'applications bien différente : 1° ce que j'appellerai des applications de pratique vulgaire ; 2° des applications à la géodosie de haute précision.

1° *Application de pratique vulgaire*. — Il ne m'a pas été difficile de construire, avec les cadres mobiles comme moteurs, des relais extra-sensibles et dès lors, en utilisant deux relais en cascade, j'ai pu recevoir et inscrire au Morse des radiotélégrammes émis lentement comme la dépêche météorologique, par exemple. On peut de la même manière utiliser les signaux horaires au réglage automatique des horloges.

2° *Applications à la géodésie de précision*. — Nous pouvons inscrire le 100e et, s'il était besoin, le 100e du 100e de seconde.

Il est des domaines de nos connaissances géophysiques encore à peine explorés.

On sait que notre globe, en dehors de deux grands mouvements : mouvement annuel de rotation autour du soleil, mouvement diurne de rotation sur lui-même, est l'objet de plusieurs autres mouvements de moindre importance. Ces mouvements supplémentaires sont assez

complexes pour avoir fait comparer la terre, dans son voyage à travers l'espace, à une bulle de savon qui tournoie en palpitant, baignée par les rayons solaires.

C'est d'abord le mouvement de précession des équinoxes, qui déplace l'axe du globe par rapport au ciel et qui dans treize mille ans substituera Véga, l'une des belles étoiles bleues de la Lyre, à l'étoile polaire actuelle. La polaire du Petit Chariot reviendra d'ailleurs dans l'axe du globe dans vingt-cinq mille ans.

Un autre mouvement déplace constamment les pôles de la terre. Une masse d'eau considérable est charriée chaque année à la surface de la planète par le jeu de l'évaporation des océans (très active dans les régions équatoriales) et de la congélation dans les régions polaires. Cette masse s'élève à 750 millions de tonnes. De ce fait, par l'application même du théorème des aires, l'axe de rotation de la terre, alors même qu'il serait fixe dans l'espace, ne perce pas le globe constamment au même point. Les pôles se déplacent à la surface de la terre, et depuis vingt ans ce déplacement a atteint 20 mètres environ. Vingt mètres, cela correspond à 0",6 $\left(\frac{6}{10}\right.$ de seconde d'arc$\left.\right)$ ou bien encore $\frac{4}{100}$ de seconde de temps. En situant donc l'heure exacte d'un lieu à $\frac{1}{100}$ de seconde de temps près, on a le moyen de déterminer la longitude avec une précision supérieure à la variation même qu'elle éprouve au cours des ans.

Un dernier mouvement terrestre récemment mis en évidence est celui qu'on peut comparer à une sorte de respiration. L'attraction combinée du soleil et de la lune, en même temps qu'elle produit les marées, agit sur la partie solide de la terre. Notre globe est assez élastique pour que chaque jour le niveau des continents soit déplacé du fait de cette attraction. L'amplitude de ce mouvement est voisine de 40 centimètres.

Cette énumération suffit à faire pressentir tout l'intérêt que présente la détermination et l'inscription de l'heure avec un haut degré de précision. Pour ces applications à la géodésie de haute précision, l'inscription d'un signal horaire à longue portée dans la seconde dans laquelle il a été produit paraît de beaucoup préférable, en ce qui concerne la comparaison de plusieurs heures locales au même instant, à la méthode des coïncidences.

LA THÉORIE ET LA PRATIQUE DANS LA CORRECTION DES OBJECTIFS PHOTOGRAPHIQUES D'APRÈS LES RECHERCHES DE M. W. ZSCHOKKE [1];

Par M. E. WALLON.

I

Lorsque, dans la construction des objectifs photographiques pour reproduction, on arrive aux grandes dimensions que l'industrie photomécanique rend aujourd'hui nécessaires, je veux dire aux distances focales de 500, 600 millimètres ou plus encore, on observe, entre la correction théorique et la correction pratique des aberrations, des écarts relativement considérables : la correction théorique est celle que promet le calcul; l'autre, celle que présente réellement le système optique, construit et terminé.

Pour établir quelles sont les causes vraies de ces écarts, M. W. Zschokke, collaborateur scientifique des Etablissements Goerz à Berlin, a entrepris et mené à bien une série de recherches dont les résultats, comme aussi les méthodes, offrent pour les physiciens un intérêt certain.

L'exposé que nous allons en donner suit de très près, et souvent se borne à traduire, celui qu'a fait le savant opticien devant la Société I. R. de photographie de Vienne [2]; mais nous avons aussi puisé quelque peu dans une note antérieure [3] consacrée, par le même auteur, à l'homogénéité du verre d'optique.

Les conclusions — il faut insister sur ce point — sont applicables exclusivement à des objectifs de grandes dimensions, et particulièrement à des objectifs pour reproduction, instruments dont la réalisation est un des problèmes les plus ardus de l'optique appliquée, et dont la correction chromatique surtout doit, en vue de la reproduction trichrome, être poussée très loin. Elles n'intéressent en rien

---

[1] Communication faite à la Société française de Physique, séance du 4 juillet 1913.

[2] *Die neuen Reproduktionsobjektive des Optischen Anstalt C. P. Goerz* (*Vortrag gehalten in der Plenarversammlung der K. K. Photographischen Gesellschaft in Wien, am* 16 *April* 1912. — *Photographische Korrespondenz*, juin 1912).

[3] *Homogenität des optischen Glases* (*Zeitschrift für Instrumentenkunde*, septembre 1909).

les objectifs dont sont munis nos appareils photographiques ordinaires. L'origine des recherches paraît être la suivante.

M. M. Zschokke et Urban avaient calculé, et les établissements Goerz avaient construit sous le nom d'*Alethar*, un objectif pour reproduction où, pour un rapport d'ouverture assez grand (1 : 11), la réduction des aberrations résiduelles était théoriquement très bonne. Aux essais pratiques, elle se montra, au contraire, peu satisfaisante; mais on ne put établir définitivement la cause du déchet. Le système, symétrique, et dont une des combinaisons élémentaires est représentée en coupe dans la *fig.* 1 *a*, comportait des groupes de trois

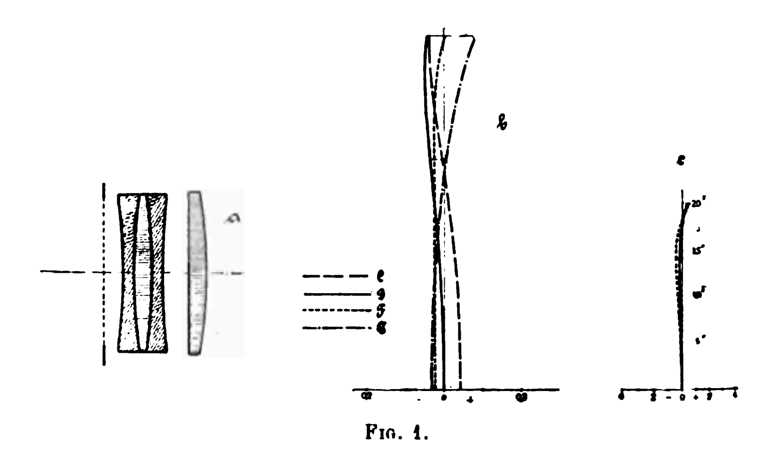


Fig. 1.

lentilles collées ; dans un tel assemblage, il est presque impossible de repérer la lentille défectueuse ; au surplus, le collage même peut avoir provoqué dans la matière une tension et, par suite, un défaut d'homogénéité. Cependant il apparut comme certain que les écarts devaient être imputés aux verres, plus précisément à des variations de l'indice et des pouvoirs dispersifs entre plateaux différents provenant d'une même fonte, voire entre parties différentes d'un même plateau.

Pour s'affranchir des difficultés rencontrées dans cette première série d'essais, MM. Zschokke et Urban, reprenant une étude déjà commencée quelque dix ans auparavant, calculèrent un objectif à lentilles non collées, l'*Artar* ; objectif ayant le même rapport d'ouverture 1 : 11, mais une constitution beaucoup plus simple : chacun des deux éléments, symétriques par rapport au diaphragme, ne com-

prend que deux lentilles, isolées (*fig.* 2*a*). C'est sur des objectifs de ce genre, de 600 millimètres de distance focale — soit, pour la combinaison élémentaire, 1.200 millimètres environ, avec rapport d'ouverture 1 : 22 — qu'a porté la seconde série de recherches.

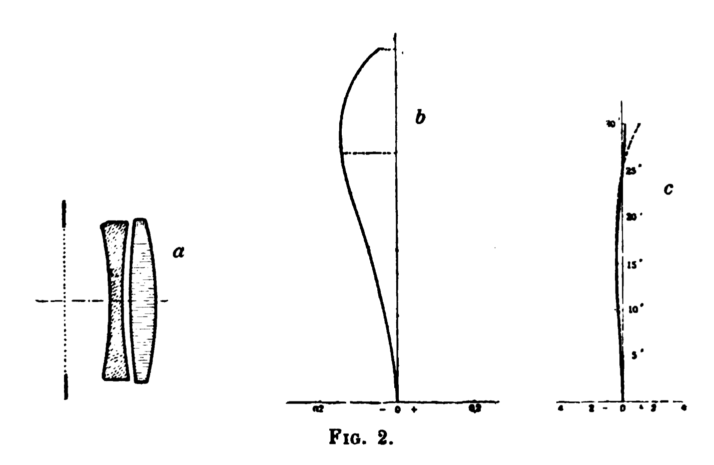


Fig. 2.

A côté des coupes, dans les *fig.* 1 et 2, on a placé les courbes caractérisant la correction théorique des deux systèmes : 1*c* et 2*c* se rapportent à l'astigmatisme, et montrent, en fonction de l'obliquité, les écarts, par rapport au plan focal, des deux surfaces focales astigmatiques ; on y voit, en particulier, que la combinaison élémentaire de l'Artar possède une très bonne planéité anastigmatique d'image pour un champ de 50°. Aux aberrations sphériques par zones, dans la direction de l'axe, se rapportent 1*b* et 2*b* : à savoir, dans le cas de l'Artar, pour la raie D seulement, mais, dans le cas de l'Alethar, pour les raies C, D, F et G′ : de sorte que le graphique donne également des indications très complètes sur la correction chromatique.

Il n'est pas inutile d'expliquer tout d'abord comment sont obtenues ces courbes d'aberrations, qui jouent un rôle essentiel dans les recherches de M. Zschokke, comme d'ailleurs dans la littérature de l'optique photographique, et comment il faut les lire.

Pour se rendre un compte exact des aberrations dans la direction de l'axe, on ne se contente plus, aujourd'hui, de suivre, à travers le système optique, en même temps que des rayons centraux, des rayons tombant au bord extrême. On prend une série de rayons traversant le système à des distances croissantes de l'axe ; ceci permet

de déterminer les écarts, par rapport au foyer des rayons centraux, des points de concours fournis par des nappes affectant, à l'incidence, des circonférences concentriques à l'axe et de rayon régulièrement croissant; ces écarts mesurent ce qu'on appelle les aberrations par zones (*Zonenfehler*).

On établit ensuite la courbe qui en représente la variation.

Supposons qu'il s'agisse, par exemple, des aberrations principales, c'est-à-dire de rayons incidents parallèles à l'axe, et d'une lentille simple; les points de concours ont été déterminés par le calcul; on les reporte sur l'axe, dans la position trouvée; par chacun d'eux, on élève une perpendiculaire à l'axe, jusqu'à la rencontre du rayon incident correspondant, prolongé. On réunit enfin par une courbe continue les points d'intersection (*fig.* 3).

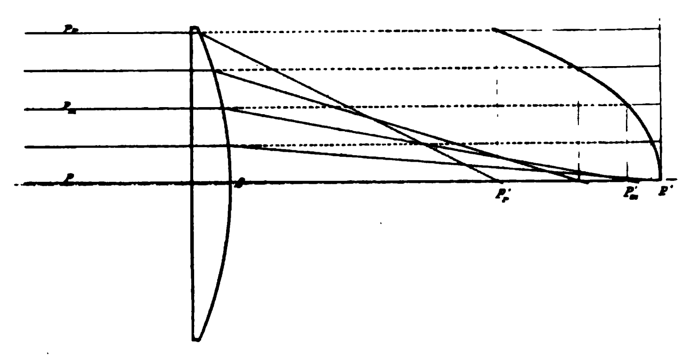


Fig. 3.

Dans le cas de la lentille simple, le point de concours se rapproche continuellement de l'axe, à mesure que croît la distance du point d'incidence; la courbe présente sa concavité vers la lentille, et cette concavité est très prononcée.

Dans une lentille composée, elle présente une forme variable; elle se confondrait avec une droite perpendiculaire à l'axe, si la correction était parfaite.

On dit qu'il y a sous-correction sphérique pour une zone donnée si les rayons correspondant à cette zone forment leur point de concours plus près de la lentille que les rayons centraux; sur-correction dans le cas contraire. C'est ainsi que, par exemple, la figure 2*b* accuse, pour la combinaison élémentaire de l'Artar, une correction

presque parfaite pour la zone marginale extrême, et une sous-correction pour les zones intermédiaires, avec maximum à peu près aux deux tiers du rayon d'ouverture.

En réunissant les courbes d'aberrations sphériques pour un certain nombre de couleurs spectrales, on constitue un réseau où les résidus d'aberrations chromatiques apparaissent clairement; c'est ainsi, nous l'avons dit déjà, qu'est formée la *fig.* 1*b*.

La distance focale d'une lentille simple pour différentes couleurs étant d'autant plus courte que la couleur correspond à une moindre longueur d'onde, on dira qu'il y a, dans une lentille composée, sous-correction chromatique pour une couleur donnée si celle-ci, plus réfrangible que le jaune de la raie D, donne un point de concours plus voisin de la lentille, ou moins réfrangible, un point de concours plus éloigné ; sur-correction dans les cas opposés. La *fig.* 1*b* montre de la sorte une sous-correction au centre et une sur-correction au bord pour les raies G′ et F, une sous-correction dans toutes les zones pour le rouge de la raie C; ces aberrations résiduelles sont d'ailleurs toutes, en l'espèce, extrêmement réduites.

L'emploi de tels réseaux peut rendre de très grands services dans les études préliminaires d'un objectif. M. Zschokke en donne, à propos de l'Artar, un exemple fort instructif.

On sait qu'un système de deux lentilles ne peut être, de façon générale, corrigé chromatiquement que pour deux couleurs ; un achromatisme plus complet, comme celui qu'exige la réduction du spectre secondaire, ne peut être réalisé, dans un pareil système, que par l'emploi de verres où les dispersions partielles présentent des relations toutes particulières.

La condition mathématique, applicable à un couple de lentilles *sans épaisseur*, qui doit être satisfaite pour que, à deux couleurs C et F, déjà réunies, on en puisse réunir une troisième X, est classique :

$$\frac{n'_C - n'_X}{n'_C - n'_F} = \frac{n''_C - n''_X}{n''_C - n''_F}.$$

M. Zschokke fait très justement observer qu'il n'entre dans cette équation ni rayons de courbure, ni épaisseurs, c'est-à-dire aucun des éléments dont peut jouer l'opticien ; si bien que ce problème, de la suppression du spectre secondaire dans une lentille double, n'est pas un problème d'optique, mais ressortit exclusivement à la technique

du verrier. D'ailleurs l'optique pratique ne peut pas supprimer les épaisseurs, et leur introduction fait perdre à la condition mathématique beaucoup de sa valeur — qu'elle conserve s'il ne s'agit que d'une approximation. Enfin les objectifs photographiques ne sont pas exempts d'aberrations sphériques, et l'on ne peut rendre ces aberrations égales entre elles, zone par zone, pour les diverses couleurs. Ce qui reste à l'opticien, c'est, avec les verres dont il dispose, et en tenant compte de toutes les circonstances accessoires, de réaliser un compromis utilisable!

Ces réserves faites, voyons en quelle mesure il serait possible, dans l'Artar, de réunir en un même foyer les diverses couleurs du spectre, étant admis qu'on dispose de verres appropriés.

Le système élémentaire est réellement constitué par une lentille biconvexe en baryum crown très lourd $\left(n_D = 1{,}60900, \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = 58{,}90\right)$ et par une lentille biconcave en flint de lunette $\left(n_D = 1{,}52536, \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = 50{,}96\right)$: c'est donc une combinaison de caractère dit *anormal*.

Substituons, dans le calcul définitif, à ce baryum crown, (avec les mêmes rayons de courbure et la même épaisseur), un crown hypothétique de même indice 1,60900 pour la raie D, donc donnant pour la raie D les mêmes aberrations sphériques, mais ayant exactement les dispersions partielles relatives,

$$\frac{n_D - n_C}{n_F - n_C}, \quad \frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}, \quad \frac{n_{G'} - n_F}{n_F - n_C},$$

du flint; de sorte que ce crown hypothétique, associé au flint en un couple de lentilles infiniment minces, satisferait pleinement à la condition mathématique, et donnerait le même foyer pour les quatre couleurs. La *fig.* 4, où l'on a réuni, à la courbe des aberrations par zones pour la raie D, celles que le calcul fournit pour les raies C, F, G′, montre de suite que la correction chromatique obtenue n'est pas des meilleures : les rayons marginaux extrêmes coupent bien l'axe à peu près au même point; mais, plus près de l'axe, les rayons de couleurs F et G′ ont des distances d'intersection sensiblement trop courtes. La mise au point la plus nette serait, pour le bleu et le violet, plus près de l'objectif que pour le jaune : il y aurait un « foyer

chimique ». On voit le trouble apporté par l'entrée en jeu des épaisseurs.

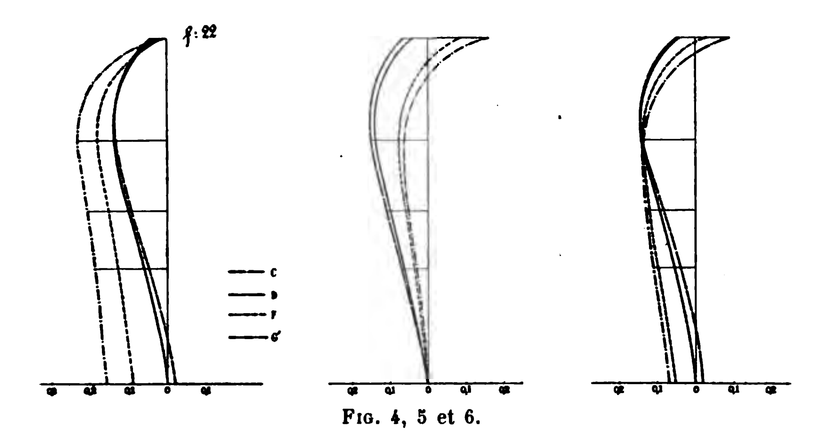


Fig. 4, 5 et 6.

Dans un second essai (*fig.* 5) on a envisagé un deuxième crown hypothétique, dont la dispersion a été choisie de telle sorte que les

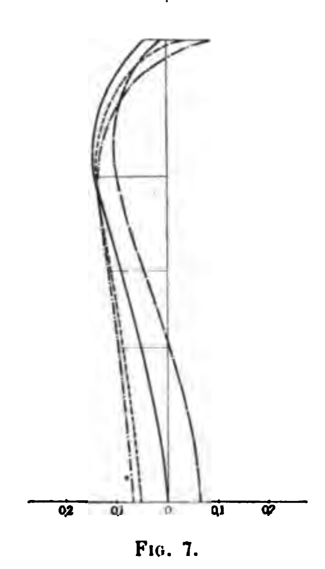


Fig. 7.

aberrations chromatiques résiduelles compensant, sur l'axe, les différences d'aberration sphérique, on obtienne pour les rayons cen-

traux un point de concours unique. Ce n'est pas encore très bon: il y a, au bord, sur-correction pour F et G′.

La meilleure solution que l'on puisse espérer dans l'objectif en question — ou du moins à bien peu près la meilleure — est représentée dans la *fig.* 6 et correspond à l'emploi d'un troisième crown hypothétique; ici, ce sont les rayons traversant l'objectif aux deux tiers, à peu près, du rayon d'ouverture, qui sont amenés à réunion parfaite; à la sur-correction des rayons marginaux de couleurs F et G′, répond, pour les rayons centraux, une sous-correction de même importance; la mise au point serait très sensiblement la même pour toutes les couleurs.

Malheureusement il n'existe pas de crown où la dispersion varie suivant une loi aussi favorable. Le crown lourd au baryum, qui se rapproche le plus de ce verre idéal, a, entre C et D, une dispersion trop grande: entre D et F, comme entre F et G′, il a une dispersion trop faible. Ce qu'il permet d'obtenir se voit sur la *fig.* 7; les couleurs D, F, G′ peuvent encore être bien réunies; mais la couleur C s'en sépare nettement; la mise au point pour les rayons rouges tombe un peu plus loin de l'objectif que pour les autres([1]).

A vrai dire, les différences théoriques de mise au point qui subsistent ainsi sont si réduites que, dans la pratique, il n'y aurait guère lieu d'en tenir compte. Mais tout calcul optique est un idéal, et les objectifs, une fois construits, ne donnèrent pas la netteté sur laquelle on se croyait en droit de compter. Le déchet était manifeste sur de simples photographies: il apparaîtra clairement par la comparaison, avec les courbes théoriques d'aberration, des courbes pratiques que,

([1]) Le tableau suivant réunit les données optiques des verres dont nous venons de parler:

	Verres				
	Fernrohr-flint	Crown hypoth. I	Crown hypoth. II	Crown hypoth. III	Schwerstes Barytcrown
Indice n_D	1,52536	1,60900	1,60900	1,60900	[illegible]
Dispersion moyenne $n_F - n_C$	0,01031	0,01034	0,01026	0,01031	[illegible]
$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$	50,96	58,90	59,33	59,05	58,90
Dispersions partielles $n_D - n_C$	0,003020	0,003029	0,003013	0,003024	[illegible]
Dispersions partielles $n_F - n_D$	0,007290	0,007311	0,007251	0,007290	[illegible]
Dispersions partielles $n_{G'} - n_F$	0,005900	0,005918	0,005872	0,005880	[illegible]
Dispersions partielles relatives $\frac{n_D - n_C}{n_F - n_C}$	0,2929	0,2929	0,2936	0,2931	[illegible]
Dispersions partielles relatives $\frac{n_F - n_D}{n_F - n_C}$	0,7071	0,7071	0,7064	0,7068	[illegible]
Dispersions partielles relatives $\frac{n_{G'} - n_F}{n_F - n_C}$	0,5723	0,5723	0,5721	0,5701	[illegible]

comme nous allons maintenant le voir, la méthode d'Hartmann permet d'établir.

Voici en quoi consiste essentiellement cette méthode.

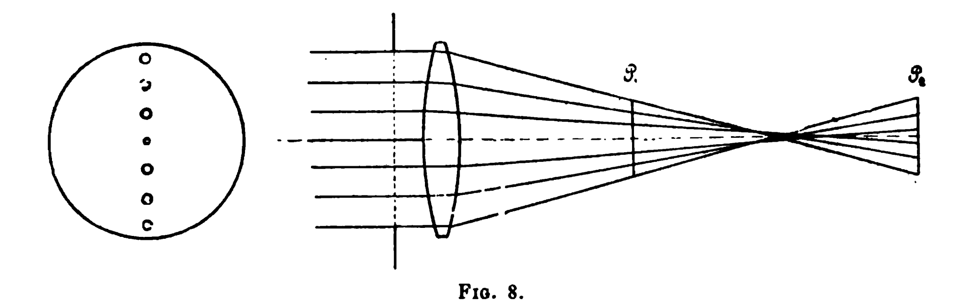


Fig. 8.

Devant l'objectif à étudier est installé (*fig.* 8) un écran percé de trous, qui ne laisse passer que des pinceaux fins, et bien déterminés, de rayons lumineux. Avant de se couper, les pinceaux réfractés rencontrent une plaque photographique et l'impressionnent aux points où ils la traversent. Une autre est ensuite disposée au delà du point de croisement et exposée dans les mêmes conditions. Les distances des points de passage ainsi enregistrés sur les deux plaques, après développement, sont très exactement mesurées au moyen d'un microscope à micromètre ; de ces distances, et de l'écartement entre les positions des deux plaques, on déduit facilement, par le calcul, les points de rencontre, avec l'axe, des divers pinceaux.

La méthode, relativement simple, donne une idée très exacte de la grandeur que présentent, dans un objectif réel, les aberrations par zones ; la précision avec laquelle sont déterminés les points d'intersection atteint toujours au moins le vingtième de millimètre ; ce qui, pour une distance focale de 1 mètre, correspond à 1 : 20.000.

Observons seulement qu'on ne peut songer à déterminer ainsi les points d'intersection avec l'axe de pinceaux paraxiaux : il n'y a de mesure possible que pour ceux dont les points d'incidence sont à un tiers au moins du rayon d'ouverture.

Si, dans ces essais, on utilise successivement différentes lumières monochromatiques, on est en mesure de construire le réseau des courbes d'aberration pour différentes longueurs d'onde.

Dans le cas actuel, l'auteur fait tomber successivement, sur un « point objet » de 5 millimètres d'ouverture, placé exactement sur

l'axe de l'objectif, à une distance de $37^m,25$, les raies C, F et G′ fournies par un tube de Geissler à hydrogène, et séparées par un système dispersif.

Une plaque sensible, disposée en avant du foyer, est éclairée avec la lumière de la raie C, puis déplacée latéralement de quelques millimètres, exposée à la lumière de la raie F, et, après un second décalage, à celle de la raie G′ ; elle est ensuite reportée en arrière du foyer, et on recommence la même série d'opérations. On obtient ainsi, réunis sur une même plaque, tous les points de passage dont on a besoin.

Seulement, les réseaux de courbes pratiques, correspondant à un point objet dont la distance est finie, ne seraient pas immédiatement comparables aux réseaux de courbes théoriques, en l'espèce au réseau de la *fig.* 7, car les calculs sont faits pour un point infiniment éloigné. On a donc transformé ce réseau théorique en le ramenant, toujours par le calcul, au cas d'un point à $37^m,25$: et on a ainsi obtenu le réseau de la *fig.* 9. On peut remarquer que, dans ces conditions nouvelles, l'objectif présente, au bord extrême, une sur-correction sphérique ; quant à la correction chromatique, elle n'est modifiée que dans la mesure imposée par cette sur-correction sphérique.

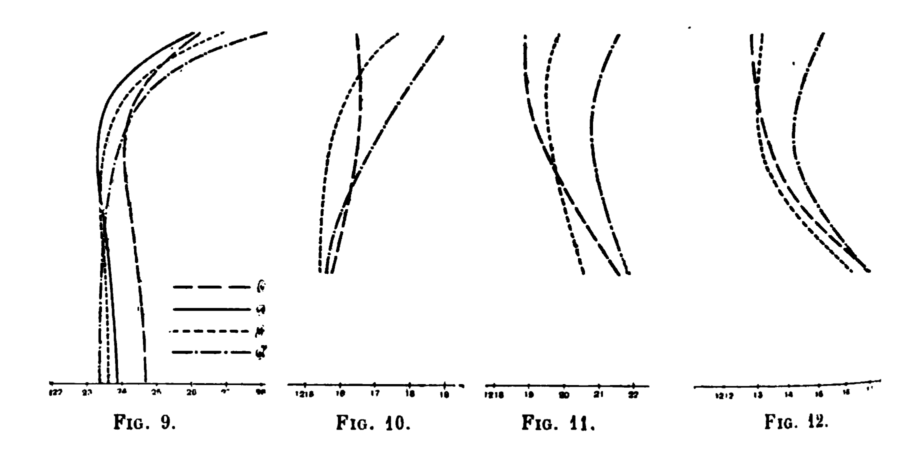


Fig. 9. Fig. 10. Fig. 11. Fig. 12.

Le réseau théorique de la *fig.* 9 se rapporte, comme nous l'avons dit, à la combinaison élémentaire d'un Artar 1 : 11 de $f = 600$ millimètres; les réseaux des *fig.* 10, 11 et 12 ont été obtenus pratique-

ment, en appliquant la méthode d'Hartmann à trois combinaisons élémentaires réelles différentes, des mêmes dimensions.

La comparaison montre, tout d'abord, que, dans les trois cas, les distances d'intersection sont plus courtes qu'elles ne devraient l'être, et que les courbes d'aberration, non seulement diffèrent des courbes théoriques, mais encore diffèrent très notablement les unes des autres.

Le premier objectif étudié (*fig.* 10) présente bien encore une surcorrection sphérique; mais elle commence bien plus près de l'axe; les couleurs, en partant de l'axe, sont dans le même ordre, mais les courbes prennent ensuite une allure très différente : au lieu de se rapprocher progressivement les unes des autres, elles commencent par s'écarter, notamment celle de C et celle de F, pour se croiser plus loin.

Dans le second objectif (*fig.* 11), c'est une sous-correction que l'on constate. Et ici on observe une double anomalie; alors que, d'ordinaire, une sous-correction sphérique entraîne une modification de même sens dans l'ordre des couleurs, en même temps qu'un raccourcissement des distances d'intersection, nous trouvons le contraire : les distances d'intersection sont, d'ensemble, plus longues, d'environ 5 millimètres, que dans le cas précédent, et il y a une surcorrection chromatique, très prononcée.

Enfin, dans le troisième objectif (*fig.* 12), la sous-correction sphérique est encore plus forte; quant à l'ordonnance des couleurs, elle est à peu près la même qu'au cas précédent.

Comment expliquer ces écarts et ces anomalies?

II

On est immédiatement tenté de les attribuer à un travail d'exécution imparfait. C'est donc sur les défauts d'exécution que doit porter tout d'abord l'examen critique. On peut mettre en cause :

1° Une inexacte observance des épaisseurs (lentilles et lames d'air);

2° Une inexacte observance des rayons de courbure;

3° Une imparfaite sphéricité des surfaces.

Les épaisseurs des lentilles et des lames d'air qui les séparent peuvent être, sans difficulté, observées à 1 : 20 millimètre; le con-

trôle d'ailleurs est aisé; il y suffit d'un compas d'épaisseur. Or une erreur de 1 : 20 millimètre (soit de 1 : 20.000 environ par rapport à la distance focale des systèmes étudiés), aurait sur le résultat final une influence si minime que, à l'échelle des réseaux, elle ne s'accuserait pas; il est donc inutile de s'y arrêter davantage.

Bien plus importante est la question de savoir si la valeur des rayons de courbure peut être exactement observée. Ici, il faut remarquer qu'on ne mesure pas directement les courbures des lentilles: celles-ci sont travaillées et polies en se rapportant à des verres dits d'épreuve — ou de passe — dont les rayons de courbure sont déterminés au sphéromètre. Les rayons des verres d'épreuve, j'entends de ceux dont il s'agit ici, peuvent être mesurés avec une précision qui, suivant la longueur, va de 0,1 à 0,2 pour 1.000. Discuter l'estimation de cette erreur probable nous mènerait trop loin; au surplus, il importe moins de mesurer la grandeur absolue du rayon que d'établir dans quelle mesure les surfaces correspondantes de diverses lentilles, qui doivent être identiques, diffèrent les unes des autres, et de savoir si leur forme est exactement sphérique. C'est à quoi l'on parvient très simplement en appliquant sur la lentille le verre d'épreuve correspondant, qui est à courbure opposée; on a minutieusement nettoyé les deux surfaces; entre elles subsiste une très mince lame d'air, où se produisent des anneaux de Newton.

On a donné, au premier polissage, une courbure un peu trop faible à la lentille; dans ces conditions, il n'y a contact que par le bord, et les anneaux sont assez nombreux. On conduit le dernier polissage, en usant progressivement les bords, de manière qu'aux passes successives du verre d'épreuve le nombre des anneaux aille en diminuant; on peut arriver ainsi à ne plus voir qu'une seule couleur. A ce moment, on a la certitude que la surface de la lentille et celle du verre d'épreuve ont exactement la même courbure; la certitude aussi que la première est exactement sphérique, car le moindre défaut de sphéricité ferait apparaître, à la place correspondante, une autre coloration.

La température pouvant avoir une influence très notable sur la courbure des surfaces, il est extrêmement difficile, quand on fait une série de lentilles, de les obtenir parfaitement identiques; mais les différences sont en général petites et ne dépassent pas la valeur qui correspond à deux anneaux. Par contre il est très facile de reconnaître si les surfaces sont exactement sphériques; on le voit à la ré-

gularité des anneaux — quand on n'est pas dans le cas où n'apparaît plus qu'une seule couleur, — et l'on y veille avec un très grand soin.

En fait, un contrôle direct des rayons de courbure, effectué sur des objectifs terminés, montra les rayons des surfaces convexes systématiquement trop longs et ceux des surfaces concaves trop courts, l'erreur variant, suivant la longueur du rayon considéré, de 0,5 à 1 pour 1.000. Pour se rendre compte de l'influence que peuvent avoir de telles erreurs, il suffit de les introduire dans le calcul et de comparer les réseaux : celui de la *fig.* 13 correspondant aux valeurs

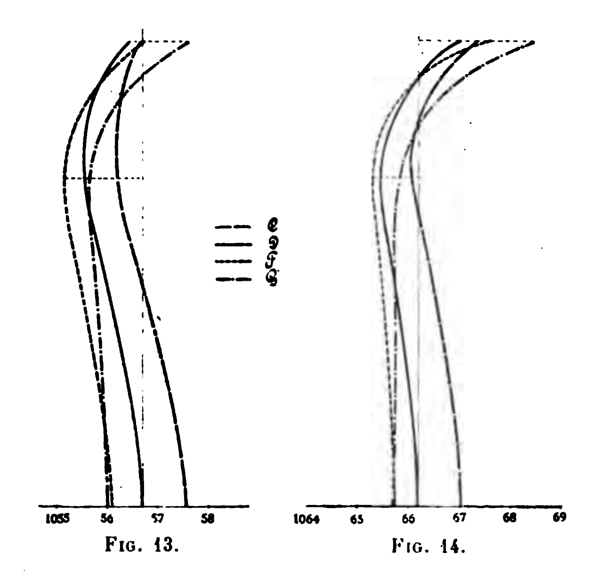


Fig. 13. Fig. 14.

exactes des rayons de courbure, on obtient, avec les valeurs erronées, celui de la *fig.* 14; la seule différence est, dans le second cas, une sur-correction, accompagnant normalement un allongement des distances d'intersection ; ces deux réseaux, comme ceux que nous utiliserons désormais, correspondent au cas d'un point objet infiniment éloigné et à la combinaison élémentaire de l'Artar $f = 500$ millimètres.

Si la variation des résidus réels d'aberrations sphériques était due aux défauts d'exécution, les écarts resteraient toujours compris dans les limites que nous venons de voir. Mais ceux qu'on observe sont bien plus grands, et l'inexacte observance des rayons de courbure

ne peut en aucun cas les justifier ; surtout elle ne pourrait expliquer les anomalies que nous avons relevées dans les réseaux des *fig.* 11 et 12 : distances d'intersection plus longues avec une sous-correction sphérique qu'avec une sur-correction, simultanéité d'une sous-correction sphérique et d'une sur-correction chromatique.

III

On est donc amené à chercher maintenant l'influence que peuvent avoir des variations de l'indice sur les aberrations sphériques et chromatiques.

Il n'est pas bien malaisé de déterminer l'indice d'un prisme de verre à quelques unités près de la 5e décimale, c'est-à-dire à quelques cent-millièmes près ; mais l'indice varie souvent, entre plateaux d'une même fonte, de quelques unités de la 3e décimale, c'est-à-dire de quelques millièmes.

M. Zschokke, par exemple, sur 200 plateaux d'une même fonte, pour laquelle le fournisseur indiquait $n_D = 1{,}6137$, a trouvé :

24	plateaux ayant n_D	compris eutre	1,61290 et 1,61340
64	—	—	1,61341 et 1,61390
59	—	—	1,61391 et 1,61440
52	—	—	1,61441 et 1,61490

et, dit-il, « une telle fonte n'est pas une exception, elle est prise parmi beaucoup d'autres ! De plus, il doit être expressément entendu que les observations ici rapportées ne s'appliquent pas seulement à des verres allemands, mais aussi à des verres d'origine anglaise et française ».

Toujours d'un plateau à un autre d'une même fonte, on trouve, pour l'inverse du pouvoir dispersif moyen $\left(\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}\right)$, des variations qui atteignent quelques unités de la 1re décimale, c'est-à-dire qui sont de l'ordre du centième.

Dans un même plateau, même bien recuit, on rencontre, surtout s'il s'agit d'un plateau un peu grand, des variations qui peuvent affecter pour n_D la 4e, voire même la 3e décimale, et pour ν la 1re (trois prismes, prélevés l'un au centre, les deux autres à deux angles

d'un plateau de 125 × 125 × 35 millimètres, ont donné :

	n_D	$n_F - n_C$	ν	$n_D - n_C$	$n_F - n_D$	$n_{G'} - n_F$
Prisme du centre..	1,610598	0,010973	55,65	0,003202	0,007771	0,006261
1er prisme d'angle.	1,610676	0,010974	55,66	0,003228	0,007746	0,006278
2e — .	1,610826	0,010954	55,76	0,003228	0,007739	0,006261
Données du verrier.	1,6119	0,01100	55,6	0,00323	0,00777	0,00630

Les différences d'indice ne sont donc même pas uniformes en s'éloignant également du centre dans différentes directions ; si l'on employait un tel plateau pour faire un objectif de dimensions un peu grandes, celui-ci présenterait un défaut analogue à celui que produirait une grosse erreur dans le centrage.

Il y a lieu d'examiner séparément, d'abord, l'influence de ces perturbations.

M. Zschokke s'est placé dans l'hypothèse suivante : l'indice n_D du flint est plus bas d'une unité de la 3e décimale, celui du flint plus haut dans la même proportion qu'il n'était admis dans le premier calcul ; mais la valeur de ν et les dispersions relatives restent inaltérées, comme, bien entendu, les rayons et les épaisseurs. Il obtient alors le réseau de la *fig.* 15, qui doit être comparé à celui de la *fig.* 13 ; les distances d'intersection sont notablement raccourcies, il y a sous-correction sphérique ; l'ordonnance des couleurs est à peine modifiée.

Il ne peut obtenir un changement notable dans cette ordonnance que par une variation de ν : c'est ce qu'on trouve dans la *fig.* 16 ; là, on a supposé le ν du flint trop bas de 2 unités de la 1re décimale, le ν du crown trop haut dans la même proportion, les valeurs de n_D égales à ce qu'elles étaient dans le premier calcul. Nous voyons cette fois apparaître un arrangement des couleurs très voisin de celui qu'on avait trouvé avec le second objectif d'essai (*fig.* 11) : G′ reporté vers la droite au delà de C, les courbes de C et de F se coupant environ à mi-hauteur.

Mais il observe que si, dans la zone moyenne, l'ordre des couleurs est, dans les réseaux des *fig.* 10 et 11, très différent, il devient, au bord, à peu près le même ; à ceci, il ne trouve qu'une explication possible, à savoir une variation différente des constantes des verres en allant du centre au bord. Il lui faut donc examiner l'influence de perturbations superposées.

Il suppose une augmentation du bord au centre des indices n_D, et

cela, pour le flint, d'une unité de la 4^e^ décimale, pour le crown, de 3,5 unités; par ailleurs, il suppose l'indice du flint trop haut de 5 unités, toujours de la 4^e^ décimale. Il obtient alors (*fig.* 17) l'une des anomalies qui avaient paru inexplicables dans le second et le troisième des objectifs essayés : un allongement des distances d'intersection, malgré une forte sous-correction sphérique.

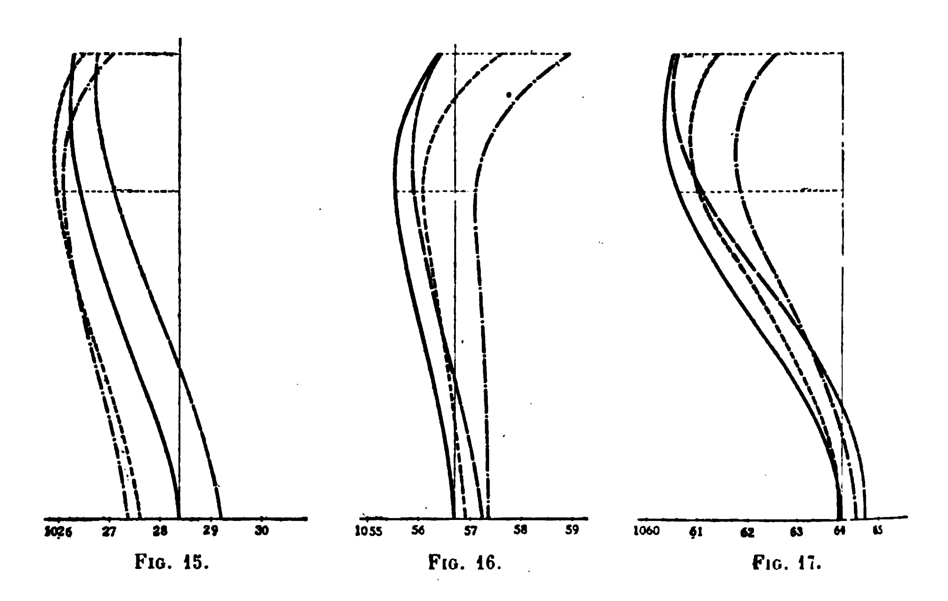


Fig. 15. Fig. 16. Fig. 17.

Si enfin il suppose, en outre, le ν du flint trop bas de 2,5 unités de la 1^re^ décimale, il retrouve à très peu près la seconde anomalie : sur-correction chromatique accompagnant une sous-correction sphérique.

Ainsi les résidus d'aberrations sphérique et chromatique, qui affectent réellement les objectifs et qui, comme il a été montré ici par plusieurs exemples, diffèrent très notablement de ceux que la théorie faisait prévoir, s'expliquent par ce fait que les « constantes optiques du verre » ne sont pas des constantes : là est bien la vraie cause des écarts observés.

D'autres phénomènes encore, qu'on rencontre dans l'étude pratique des objectifs, et qui restent énigmatiques, doivent certainement être imputés à l'hétérogénéité des verres d'optique.

Que le verre ne soit pas homogène, c'est chose connue, et dont on

ne peut s'étonner si l'on songe à ce qu'est cette matière, aux conditions dans lesquelles elle se forme et se solidifie : qu'on imagine, par exemple, une sphère de verre, pâteuse, qui sort du four et se refroidit lentement. La couche extérieure se solidifie d'abord, se contracte quelque peu et donne à la sphère son volume. Le noyau intérieur ne fait prise que plus tard, il ne peut plus se contracter, puisque son volume lui est imposé par la croûte déjà formée ; par suite, la densité y sera moindre, et l'indice moindre aussi; ceci explique comment l'indice est, comme on l'a constaté, plus haut aux bords d'un plateau qu'au centre, de quelques unités de la 4e décimale.

Malheureusement, il n'est pas possible encore aujourd'hui d'évaluer numériquement, dans un plateau qui n'est pas débité, ces variations; aussi jamais l'optique ne les a-t-elle fait intervenir dans ses calculs ; et il en résulte que les réseaux de courbes d'aberration qu'on trouve dans sa littérature ont une valeur purement théorique, puisque tous les calculs sont faits sur la base d'un verre homogène.

Aussi longtemps qu'on n'aura pas le moyen de déterminer ces variations avec précision, il en sera ainsi, et l'empirisme devra venir en aide à la théorie ; l'opticien devra combiner des lentilles à défauts opposés pour obtenir de bons objectifs.

IV

Pour arriver de la sorte à un résultat satisfaisant, il faut procéder de façon tout à fait méthodique, et, avant toutes choses, avoir à sa disposition un grand choix de lentilles, dont on aura soigneusement déterminé les défauts.

C'est ainsi que M. Zschokke a procédé pour l'Artar : il a commencé par réunir un grand nombre de combinaisons élémentaires, et, pour chacune d'elles, déterminé de façon précise les écarts par rapport à la combinaison théorique ; enfin, associé, en objectifs doubles, des éléments présentant des écarts opposés.

Pour l'essai des objectifs doubles, il a employé une méthode toute pratique : c'est, en principe, celle qui est connue sous le nom de méthode de la mire oblique, et qui a été proposée par M. Fery.

La mire, constituée par un faisceau de traits fins parallèles, et portant une graduation symétrique, est placée sous une obliquité de 45° devant l'objectif ; elle peut être doublée de filtres colorés, et est

éclairée par transparence. La mise au point est faite en lumière

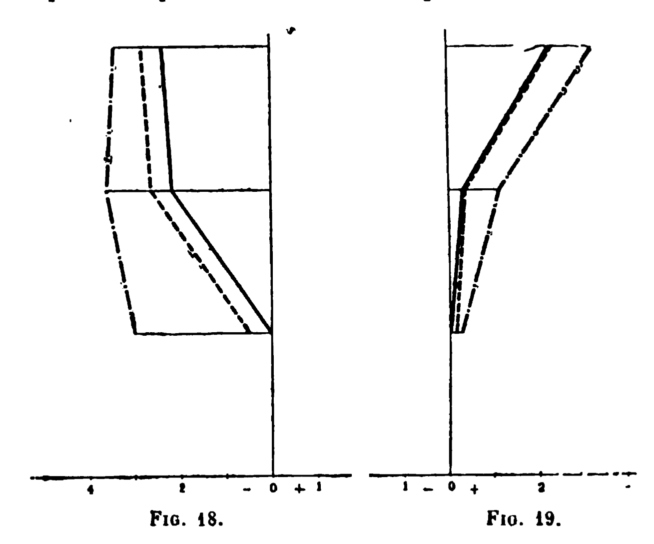


Fig. 18. Fig. 19.

blanche, à pleine ouverture, et de façon à obtenir une reproduction

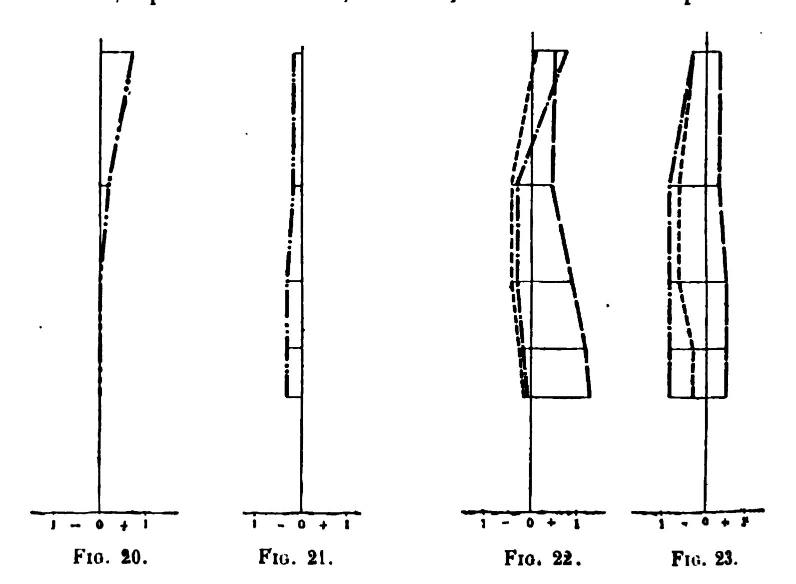


Fig. 20. Fig. 21. Fig. 22. Fig. 23.

en grandeur naturelle. Si l'objectif est affecté d'aberration sphérique, on observe, dans les épreuves faites avec des diaphragmes différents

que la netteté maximum se déplace de part ou d'autre du zéro ; de même, s'il y a foyer chimique, dans les épreuves faites avec les filtres colorés. Les photographies successives sont prises sur une même plaque, disposée dans un châssis à coulisse. Elles fournissent les éléments nécessaires à la mesure du foyer chimique et de l'aberration sphérique résiduelle, plus précisément de ce que l'on peut appeler la différence de diaphragme ; et le graphique que l'on peut alors établir montre clairement le signe et la grandeur des écarts.

Un exemple fera voir ce que l'on peut ainsi obtenir.

Les *fig.* 18 et 19 montrent les aberrations résiduelles des éléments avant et arrière d'un Artar ; le premier est sous-corrigé sphériquement et chromatiquement ; le second présente les défauts contraires.

Dans la *fig.* 20 est représenté graphiquement le résultat donné par l'essai de l'objectif double que forme l'association des deux éléments ; les photographies sont faites en lumière blanche, sur plaque ordinaire (marque Graphos). On voit que pour cette plaque, l'objectif présente encore une légère différence de mise au point entre la pleine ouverture et un petit diaphragme ; elle provient de ce que, dans l'objectif double, la sur-correction sphérique de l'élément arrière prédomine quelque peu ; elle est d'ailleurs si faible qu'elle n'a pratiquement aucune importance. En revanche, il y a suppression presque complète de l'aberration chromatique, qui était très prononcée dans les combinaisons élémentaires, prises isolément.

La *fig.* 21 correspond à des photographies faites dans les mêmes conditions, mais sur plaque panchromatique. L'influence du diaphragme est un peu moindre ; par contre, il y a une légère sous-correction chromatique ; elle reste d'ailleurs bien en deçà des limites de tolérance.

La *fig.* 22 donne, pour les diverses couleurs, la différence de diaphragme, telle que la fournit le calcul, et la *fig.* 23 celle que fournissent les essais pratiques. Les courbes pratiques sont un peu plus séparées, mais aussi plus allongées, de sorte que l'influence du diaphragme est en réalité moindre que la théorie ne le faisait prévoir. Les écarts sont toujours minimes, et la comparaison des figures que nous venons d'examiner suffirait à prouver que l'opticien, en dépit des variations que présentent les constantes des verres, est en mesure de produire, s'il suit la méthode proposée, des objectifs dont les qualités pratiques ne s'éloignent guère de celles que promettait la théorie.

C'est, d'ailleurs, seulement avec des objectifs symétriques, et à lentilles isolées, que l'on peut arriver à de tels résultats. Le collage des lentilles provoque dans le verre un changement de la tension; mais la tension nouvelle n'est pas constante, si bien qu'un objectif originairement bien corrigé peut, avec le temps, perdre en netteté. Dans les petits objectifs, ces altérations dues au collage sont relativement faibles ; dans les gros, et c'est de ceux-ci exclusivement qu'il s'agit dans le présent mémoire, elles peuvent amener des troubles assez graves.

Il n'a pas été question, dans tout ce qui précède, des aberrations dans les directions obliques à l'axe. De nombreux essais photographiques ont prouvé qu'elles sont, elles aussi, heureusement influencées par l'association d'éléments à défauts opposés.

V

Les discussions auxquelles a donné lieu, soit à la Société française de Physique, soit à la Société française de Photographie, l'exposé des recherches poursuivies par M. Zschokke, m'amènent à insister quelque peu sur deux points de cet exposé.

Tout d'abord, est-il vraiment impossible d'éviter, dans les verres d'optique, les défauts d'homogénéité ? M. Deslandres, qui a eu l'occasion d'examiner de très près un certain nombre de masses de verre, en a trouvé qui étaient homogènes; et de ce fait l'éminent directeur de l'Observatoire de Meudon conclut que si le problème est ardu, il n'est pas insoluble. Conclusion très légitime! Seulement, les difficultés sont très grandes, et on les verra mieux si nous précisons certaines particularités de la fabrication.

A aucun moment la matière n'est vraiment fluide; le brassage s'effectue dans un liquide très épais, et même, pendant la dernière période, sur une substance déjà presque pâteuse. A la solidification, sous l'effet, sans doute, des tensions intérieures dont il a été parlé plus haut, la masse se brise en morceaux qui ne pourront être utilisés qu'individuellement, ne pouvant être réunis par la suite ni par soudure ni par fusion. Subdivisés au besoin, les blocs, après avoir été débarrassés des parties visiblement défectueuses, sont transformés en plateaux. Pour cela, placés dans des moules en terre réfractaire, ils sont réchauffés jusqu'à ce que la matière, redevenue pâ-

teuse, s'affaisse sous son propre poids et prenne la forme du moule. On ne peut dépasser la température exactement nécessaire sans risquer de multiplier à l'excès le nombre des bulles, nombre que l'on a déjà tant de peine à limiter, surtout dans certains verres nouveaux et particulièrement importants.

Les plateaux passent ensuite au four à recuire, et sont abandonnés à un refroidissement très lent.

Il y a donc deux causes d'hétérogénéité : les divers plateaux d'une même fonte proviennent de morceaux différents, dont certains se trouvaient à la périphérie du creuset, d'autres au centre, et auxquels, étant données les conditions où s'est fait le brassage, on ne peut guère demander d'être absolument identiques, à supposer qu'ils soient isolément homogènes; chacun des plateaux a subi deux fois la solidification et les phénomènes de tension intérieure auxquels elle donne lieu.

A cela il est juste d'ajouter qu'il s'agit d'obtenir une homogénéité optique, singulièrement plus difficile à réaliser qu'une homogénéité de composition et de densité, et que les méthodes de contrôle auxquelles sera soumise cette homogénéité optique sont parmi les plus délicates de celles qu'utilise la physique !

Les masses étudiées par M. Deslandres étaient, bien probablement, destinées à fournir des lentilles ou des prismes pour des instruments astronomiques. Lorsque l'on trouve, dans un creuset refroidi, des blocs assez volumineux et assez beaux pour qu'on puisse en tirer de telles pièces, on les soumet à un traitement particulièrement attentif, mais aussi particulièrement coûteux. C'est par toute une série d'opérations semblables à celle que nous avons décrite qu'on les amène, progressivement, à une forme et à des dimensions voisines de celles que doit avoir la pièce ; après chaque opération, on procède à un refroidissement qu'on s'arrange pour rendre extrêmement lent, et qui dure plusieurs semaines, sinon plusieurs mois. Des précautions aussi onéreuses ne pourraient pas être prises dans la fabrication courante.

Les masses en question échappaient, au moins pour partie, à la première cause d'hétérogénéité ; et, pour ce qui est de la seconde, elles se trouvaient dans des conditions spécialement favorables. Même ainsi on ne rencontre l'homogénéité absolue que de façon en quelque sorte exceptionnelle, surtout dans des plaques un peu grandes.

En Allemagne, la Physikalisch-Technische Reichs-Anstalt ne

l'aurait, me dit-on, jamais obtenue, en dépit de nombreux essais : si certains échantillons de verre, soumis à la méthode ordinaire d'examen, entre deux Nicols croisés, paraissent bien exempts de trempe, un appareil beaucoup plus délicat, récemment proposé par le Dr Schultz, permet de constater, dans ces échantillons même, des phénomènes de double réfraction.

Il faudrait d'ailleurs s'entendre sur le sens précis des mots, et je crains qu'il n'y ait ici quelque confusion entre homogénéité et isotropie. Les deux choses sont liées, à coup sûr, et plus la double réfringence est grande dans un verre, plus grandes y sont les variations de l'indice et du pouvoir dispersif; le Dr Schultz, qui poursuit ses études à ce sujet, espère même arriver à des relations mathématiques; mais des traces de double réfringence, dues à un faible résidu de trempe, peuvent ne pas correspondre à un défaut appréciable d'homogénéité, et subsister dans un verre sans que, peut-être, les qualités d'un système optique construit avec ce verre en soient sensiblement affectées.

Pour ce qui est de l'avenir, l'industrie du verre d'optique, conduite avec un remarquable esprit scientifique, et très heureusement secondée par la collaboration des opticiens, a fait, depuis un quart de siècle, de tels progrès qu'il est permis de tout espérer; mais la confiance doit se doubler de patience. En tous cas, à l'heure actuelle, il est impossible aux verriers de garantir l'homogénéité optique d'une masse de verre, moins encore celle d'une fonte entière.

Cela étant, on peut se demander si la précision à laquelle on s'astreint aujourd'hui dans le calcul des combinaisons optiques n'est pas un peu illusoire et inutile ; si, puisque l'empirisme doit venir en aide à la théorie, on ne pourrait pas réduire celle-ci à un rôle moins capital; si, tout au moins, on ne pourrait pas utiliser dans les calculs des méthodes moins rigoureuses, mais plus rapides.

A ces questions on peut tout d'abord répondre que l'expérience a prononcé : que la rénovation, par exemple, de l'optique photographique (sans parler des progrès du microscope) date précisément du jour où a été donnée à la théorie cette prédominance presque exclusive; que des essais tentés depuis pour atténuer la rigueur des méthodes et pour utiliser les procédés de calcul rapide n'ont rien donné de satisfaisant.

Mais le travail même de M. Zschokke fournit une réponse peut-être plus topique. La méthode de compensation qu'il préconise, et

qu'il justifie par les résultats qu'elle lui a donnés, n'est évidemment applicable que si, dans la collection des combinaisons élémentaires qu'il suppose tout d'abord réunies, les écarts sont, en quelque sorte, symétriquement distribués par rapport à un type moyen, qui représenterait l'exacte réalisation de la conception théorique, et dont la perfection est, au point de vue économique, la pierre angulaire de la méthode; si, d'autre part, les écarts sont strictement réduits au minimum. En ajoutant aux causes de perturbation qu'impose l'hétérogénéité du verre celles que ferait naître une insuffisante précision dans les calculs de correction théorique, l'opticien augmenterait singulièrement le nombre des lentilles travaillées en pure perte, parce que présentant des écarts trop grands pour être efficacement compensés.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLVII, nos 1, 2, 3; juillet 1913.

ALFRED ANGOT. — Sur une formule barométrique. — P. 84.

Entre 0 et 2.500 mètres, la formule

$$Z\,(\text{mètres}) = 30\,\frac{D}{h}\,(t + 269),$$

donne une précision du $\frac{1}{500}$.

Z est la différence de niveau cherchée; D est la différence des pressions lues sur le baromètre aux deux stations; h et t sont les valeurs moyennes de la pression et de la température aux deux endroits.

M. Angot fait remarquer que cette formule n'est autre que celle de Babinet.

J. BOUSSINESQ. — Équations de l'équilibre dynamique de la couche superficielle séparant un liquide d'un autre fluide. — P. 7.

Théorie mathématique.

A. ROMIEUX. — Contribution à l'étude de la déformation terrestre. — P. 36.

Théorie.

C.-G. BEDREAG. — Electrisation par les rayons X. — P. 39.

Par l'action d'un faisceau de rayons X sur une électrode en laiton, dans un appareil cylindrique en laiton fermé par une paroi en verre et où l'on peut faire le vide, on obtient une charge, négative pour de grandes pressions, nulle pour une pression faible fonction de la distance de l'électrode à la paroi antérieure, et qui devient positive dans le vide avancé. A dureté constante des rayons X, les charges obtenues sont proportionnelles à la durée d'exposition, la constante de proportionnalité étant caractéristique du métal de l'électrode.

André CHÉRON. — Nouveau dispositif pour l'examen des clichés stéréoscopiques. P. 42.

Schéma. — On dispose un cliché positif pris avec un appareil stéréoscopique ordinaire dans le plan focal de deux objectifs, dont chacun est centré sur l'axe passant par le centre de l'image correspondante. Une lentille achromatique, de diamètre suffisant pour recouvrir les deux objectifs, concentre et superpose en son plan focal les deux images. Pour que chaque œil puisse voir entière l'image réelle correspondante, on dispose sur le plan de superposition des images un condenseur (formé de 4 à 5 lentilles plan-convexe), de foyer tel que les images finales se forment au double de sa distance focale en deux points où se placeront les deux yeux.

Si on adapte entre le condenseur et la lentille auxiliaire deux miroirs à 90° l'un sur l'autre et à 45° des axes des lentilles, les rayons seront envoyés parallèlement à leur trajet primitif, d'où encombrement moindre.

Henri LABROUSTE. — Visibilité de traces de substances étrangères déposées sur une surface d'eau pure. — P. 44.

On dépose sur l'eau contenue dans une cuvette photographique une quantité d'huile inférieure à celle qui correspond à une couche

monomoléculaire. On éclaire à l'aide d'une lampe Nernst. Si on souffle normalement à la surface, on observe : 1° une tache noire produite par la dépression de la surface liquide sous le jet, et 2° une circonférence brillante limitant une région intérieure exempte d'huile.

Si la masse d'huile est notablement plus faible, en soufflant obliquement à partir d'un des angles de la cuvette, on observe une bande grise diffuse qui s'avance sous le souffle, et, à un certain moment, cette bande devenue noire disparaît brusquement pour donner une ligne brillante. Si la masse d'huile est supérieure à celle correspondant à la couche monomoléculaire, on n'observe rien.

Même phénomène en remplaçant le soufle par un fil paraffiné à la surface de l'eau, un jet d'eau tranquille normal à la surface, ou en déposant une goutte de benzine. Mêmes résultats avec les corps gras et les liquides organiques.

Mlle Cécile SPILREIN. — Equilibre du sulfate de lithium avec les sulfates alcalins en présence de leur solution mixte jusqu'à 100°. — P. 46.

Existence des sels doubles SO^4Li^2, SO^4Na^2, $5{,}5H^2O$ à 0°, SO^4Li^2, $3SO^4Na^2$, $12H^2O$ vers 20°, $4SO^4Li^2$, SO^4Na^2, $5H^2O$ (28°) ; SO^4Li^2, SO^4Na^2, $3H^2O$ entre 32 et 100°.

Existence de SO^4Li^2, SO^4K^2, et SO^4Li^2, $SO^4(NH^4)^2$.

Nombreux points triples et anguleux dans les trois cas.

Ruby WALLACH. — Analyse thermique des argiles. — P. 48.

La température de départ de l'eau combinée est une propriété spécifique des silicates définis et peut servir à les identifier dans les mélanges. Le kaolin et l'argile pure (terre de Cézanne) présentent une absorption de chaleur de 450° jusqu'à 600° (point de déshydratation de la kaolinite $2SiO^2.Al^2O^3.2H^2O$) et un léger dégagement de chaleur entre 900 et 1 000° dû à la formation de l'alumine. Le mica blanc, muscovite, présente une absorption qui se termine vers 840° ; l'argile de Fresnes présente deux temps d'arrêt, à des températures voisines de celles de la kaolinite et du mica. La glauconie et l'argile de Salernes présentent une déshydratation accompagnée d'un très faible phénomène calorifique.

J. DURAND. — Un gisement de cristaux d'aragonite dans les marnes attribuées au Trias supérieur, dans les Corbières orientales. — P. 59.

Ce gisement se trouve à quelques kilomètres de Narbonne, dans la chaîne de Fontfroide. Les cristaux se présentent sous forme de macles hexagonales suivant *m*; ce qui les distingue de ceux des autres gisements, c'est leur grand allongement relatif suivant l'axe vertical.

C. GAUDEFROY. — Sur les figures de déshydratation de types différents obtenus sur les mêmes cristaux. — P. 61.

Les deux corps SO^4ZnO_7 et SO^4MgO_7 présentent à la fois : 1° des figures elliptiques, blanches, opaques, pulvérulentes ; 2° des figures polygonales, transparentes, dérivées d'un polyèdre de déshydratation. Toutes deux se produisent spontanément vers 33° ; et, ensemencées sur des cristaux intacts, elles engendrent des figures de leur type respectif, dérivant d'un ellipsoïde dont les axes coïncident avec les axes binaires du cristal O_7 ou d'un polyèdre semblable au cristal O_7.

Les elliptiques sont dues à des cristaux à $4H^2O$, les polygonales à des cristaux à $6H^2O$.

LADISLAS GORCYNSKI. — Sur l'affaiblissement du rayonnement solaire en 1912, d'après les mesures pyrhéliométriques effectuées en Pologne. — P. 84.

La consultation des Tables détaillées des mesures pyrhéliométriques effectuées à Varsovie montre que l'affaiblissement du rayonnement solaire est survenu vers le 14 juin 1912 pour prendre fin à mi-janvier 1913.

J. BOUSSINESQ. — Sur la théorie des nappes liquides rétractiles de Savart. P. 89.

Théorie mathématique.

H. BLOCK. — Sur l'énergie des nébuleuses et le principe de Carnot. — P. 101.

Arrhénius [1] a montré que le principe de Carnot n'est pas applicable aux nébuleuses gazeuses. Grâce à la faible valeur de la pesanteur, les molécules animées de grandes vitesses s'échapperont de la nébuleuse et formeront un ensemble plus chaud, tandis que la nébuleuse se refroidira. M. Schwarzeschild vient de calculer que la partie échappée aura une température [2] plus basse que la température initiale de la nébuleuse.

L'auteur vérifie l'exactitude des calculs de l'auteur précédent; il montre en outre qu'il y a gain d'énergie potentielle et répartition plus favorable de l'énergie.

KR. BIRKELAND. — Sur le magnétisme général du Soleil. — P. 104.

L'émission d'ions et d'électrons du Soleil produit, jusqu'à un certain point, une augmentation du magnétisme solaire, que la direction du champ existant soit dans le sens de la direction de la terre ou en sens inverse.

ARIÈS. — Remarques sur une forme de la vitesse de propagation du son dans un fluide homogène. — P. 110.

On peut donner de cette vitesse la formule :

$$\omega = \sqrt{m \frac{p}{\rho} \frac{\alpha_v}{\alpha_p}},$$

m rapport des chaleurs spécifiques, α_v et α_p coefficients de dilatation à volume constant et à pression constante.

La formule habituelle $\omega = \sqrt{m \frac{p}{\rho}}$ se retrouve ainsi non seulement pour les gaz parfaits, mais aussi pour ceux qui vérifient l'équation :

$$\frac{1}{v}\left(\frac{dv}{dT}\right)_p = \frac{1}{p}\left(\frac{dp}{dT}\right)_v,$$

c'est-à-dire $pv = f(T)$ (loi de Mariotte).

---

(1) L'évolution des mondes.
(2) *Astrophysical Journal*, t. XXXVII.

THADÉE PECZALSKI. — Nouvelles formes de l'équation caractéristique des gaz. P. 113.

Suite des recherches de l'auteur [1]. L'équation des gaz peut s'écrire:

$$pv = Ae^{\int_{t_0}^{t} a_0 dt + bp + \frac{c}{2}p^2 + \dots}$$

ou, b et c étant très petits :

$$pv = Ae^{at + bp},$$

ou encore :

$$pv = Ae^{\int_{t_0}^{t} a_0 dt + \frac{b_1}{v} + \frac{c_1}{v^2} + \dots}$$

MARCEL BOLL. — Influence de la longueur d'onde sur la vitesse d'une réaction photochimique. — P. 115.

On a :

$$m = \varphi e^{\alpha\nu} P_0 stc \frac{1 - e^{-\varkappa lc}}{\varkappa};$$

m, masse détruite, au bout d'un temps t, dans une couche d'épaisseur l, de concentration c, de coefficient d'absorption $\varkappa$ et éclairée sur une surface s par un rayonnement de fréquence ν et de puissance P_0; φ et α dépendent de la température et de la nature de la réaction.

BLANCHETIÈRE. — Oxydation et luminescence. — P. 118.

La décomposition de l'eau oxygénée par les hypochlorites alcalins, l'oxydation de la lophine, de l'amarine par l'eau de javel, l'oxydation de l'extrait de viande, de l'urine, de l'infusion de thé par l'eau oxygénée, le perborate de sodium ou les hypochlorites alcalins donnent une belle luminescence.

S. WOLOGDINE. — Sur les chaleurs de formation de quelques silicates de fer et de manganèse. — P. 121.

Les chaleurs de formation à partir de SiO^2 et FeO ou MnO sont:

SiO^2 (FeO).......	5 905 calories par molécule.
SiO^2 (MnO).......	7 725 — —

(1) *C. R.*, t. CLVI; 23 juin 1913.

PAUL BRAESCO. — Cuisson des argiles. — P. 123.

Les argiles se dilatent d'abord, puis se contractent (courbes). Les températures de contraction sont : kaolin (590°); kaolinite (610°); argile de Vallauris (630°) ; de Fresnes (740°) ; de Nevers (790°) ; de Salernes (840°); glauconie (silicate hydraté de Fe^2O^3, K^2O, Al^2O^3) (520°).

VICTOR HENRI et RENÉ WURMSER. — Actions des rayons ultra-violets sur l'eau oxygénée. — P. 126.

La vitesse de décomposition de H^2O^2 est : 1° en lumière monochromatique proportionnelle à la concentration ; 2° pour chaque longueur d'onde proportionnelle à l'énergie incidente; 3° proportionnelle à l'énergie absorbée, φ le facteur de proportionnalité étant le même entre λ 2060 et λ 2800.

L'énergie qui doit être absorbée pour la décomposition d'une molécule d'H^2O^2 est sensiblement égale à l'énergie dégagée par la décomposition de H^2O^2 à l'obscurité.

Cette décomposition ne suit pas la loi d'équivalence photochimique d'Einstein.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur les réactions d'addition entre l'oxyde de carbone et d'autres gaz sous l'influence des rayons ultra-violets. — P. 129.

En présence de NO et NO^3H, CO donne CO^2.

Sur un mélange de CO et H^2O, on obtient CO, CO^2, H^2, de l'acide et de l'aldéhyde formiques.

CO donne avec Cl^2 $COCl^2$, rien avec Br^2, I^2, Cy^2.

CO avec HCl, H^2S, PH^3, AsH^3, CH^4 ne donne pas de combinaison.

B. BAILLAUD. — Résultats obtenus par la mission française chargée de l'exécution des opérations préliminaires relatives à la mesure de la différence de longitude par T. S. F. entre Paris et Washington. — P. 166.

La longitude du pylône N.E. d'Arlington par rapport au méridien

de Paris a été trouvée égale à :

$5^h17^m39^s,922$ (observateurs de la Marine)
$5^h17^m39^s,66$ (observateurs de la Guerre)

J. BOUSSINESQ. — Démonstration nouvelle de la formule des énergies potentielles de superficie dans les liquides parfaits. — P. 171.

Théorie mathématique.

G. GOUY. — Des conditions d'équilibre de l'atmosphère solaire, eu égard à la force répulsive de la radiation. — P. 187.

On sait que les couches extérieures du soleil sont bien plus étendues que ne comportent la gravité et la loi de Mariotte. L'auteur montre qu'il faut prendre en considération la répulsion exercée par la radiation sur les vapeurs métalliques du soleil ; cette répulsion sera d'autant plus importante, vis-à-vis de la pesanteur, que la quantité de vapeur nécessaire pour rendre sensibles les raies spectrales sera plus petite (cas du calcium). Pour les gaz (H, He), la répulsion n'agit que si les gaz sont rendus actifs par des actions électriques ; si ces actions cessent d'agir à une certaine hauteur, le gaz peut se trouver accumulé dans les couches extérieures (c'est peut-être le cas de l'hélium).

RENÉ BAILLAUD. — Sur une nouvelle méthode de détermination de la flexion horizontale des instruments méridiens. — P. 193.

Méthode utilisant l'autocollimation avec bain de mercure et miroir optiquement plan auxiliaires ; le bain et le miroir font un angle A et sont orientés de telle sorte que leur droite d'intersection soit perpendiculaire au plan méridien. Calculs. La mesure de la flexion peut se faire ainsi avec une approximation de près de un dixième de seconde d'arc.

FESSENKOFF. — Les observations photométriques sur la lumière zodiacale. P. 196.

Observations faites et discussion théorique.

J.-A. LE BEL. — Sur le rayon catathermique. — P. 201.

C'est un rayon qui naît à l'intérieur d'une masse chauffée inégalement, formée de certaines substances métalliques ou non ; il traverse les métaux à faible équivalent (1). Les murs des laboratoires émettent, sous l'influence des flux de température qui forcément les traversent, un rayon catathermique faible. Les rayons issus du sable traversent partiellement un cylindre de platine capable d'arrêter ceux qui sortent du nickel; il existe donc des rayons de pénétrations différentes.

V. SCHAFFERS. — La conduction électrique dans les champs cylindriques sous la pression atmosphérique. — P. 203.

Étude de la lueur sur un fil placé dans l'axe d'un cylindre métallique. Le rapport des potentiels initiaux positifs et négatifs n'est pas déterminé par les mobilités des ions ordinaires; il varie avec le rayon du fil et est égal à 1 pour $r = 0^{cm},01$. La nature du métal semble être indifférente, et l'épaisseur de la gaine lumineuse est la même pour tous les fils.

Sur les gros fils:

$$(r \geqq 0^{cm},01),$$

le potentiel initial positif est égal à :

$$V_p = 30\,000\, r^{0,7} \log \frac{b}{r},$$

et le champ initial :

$$R_p = 32\,000\, r^{-0,3},$$

b est le rayon du cylindre.

Pour le potentiel initial négatif, on a :

$$V_n = 32\,000\, r^{0,7} \log \frac{b}{r},$$

et pour le champ initial :

$$R_n = 32\,000\, r^{-0,3}.$$

(1) C. R., t. CLII, p. 129.

Sur les fils fins ($0^{cm},00385 > r > 0^{cm},001$), on a:

$$V_p = 8\,900\, r^{0,4} \log \frac{b}{a} + 350 = V_n + 350 \quad (a = r + 0^{cm},03).$$

Sur les fils très fins, on a:

$$V_p = 1\,255\, r^{0,5} \log^2 \frac{b}{r} + 350 = V_n + 350.$$

Par suite la chute de 350 volts ne joue un rôle dans l'ionisation initiale que dans le cas de fils fins, et le champ initial tend vers 30000 volts-cm quand le rayon des fils croît indéfiniment. Comme c'est la valeur du champ explosif entre électrodes à grand rayon de courbure, le mécanisme ionisateur initial est le même dans l'étincelle et la lueur.

MASSOL et FAUCON. — **Absorption des radiations ultra-violettes par quelques matières colorantes organiques en dissolution aqueuse.** — P. 206.

Étude des 21 matières colorantes artificielles autorisées en confiserie. Ces matières se classent en deux catégories :

1° Celles qui absorbent seulement les radiations du côté des plus faibles longueurs d'onde: les trois roses éosine, érythrosine et rose bengale; les huit rouges : bordeaux B et S, ponceaux cristallisé et RR, rouge solide, écarlate R, fuchsine acide; le bleu à l'eau 6B; les 2 violets de Paris et acide 6B ;

2° Celles qui absorbent les radiations des deux côtés du spectre et laissent passer les intermédiaires : l'orangé I; les jaunes : naphtol S, chrysoïne et auramine O; les verts malachite et acide J; le bleu patenté.

Dans les deux groupes, la plupart des colorants présentent en outre des bandes d'absorption caractéristiques.

H. GAUDECHON. — **Relation entre l'effet thermique qui accompagne l'immersion des corps pulvérulents secs dans les corps liquides et l'aptitude de ces derniers à former des molécules associées.** — P. 209.

Utilisation de la silice amorphe, d'une argile naturelle, du charbon de sucre pulvérisé et d'un échantillon de fécule.

Le dégagement de chaleur est d'autant plus grand que le liquide

est plus anormal (eau, alcools, acides, etc); il décroît (comme l'aptitude d'association du reste) dans les séries homologues quand on s'élève vers les termes supérieurs ; il dépend de la surface du solide rapportée à sa masse. Il semble donc que c'est à l'association, agrégation ou polymérisation des molécules au contact de la surface des solides qu'il faut attribuer en grande partie l'effet calorifique.

JACQUES BARDET. — Étude spectrophotographique des eaux minérales françaises. P. 225.

Outre les alcalins et alcalino-terreux, les métaux magnésiens, l'Al, on trouve Pb, Ag, Sn ; viennent ensuite le germanium et le gallium, le molybdène, Cu ; puis de moins et moins, Bi, Zn, le glucinium, enfin rarement Sb, Co, Cr, Hg, Ni, Au, Tl, le titane, le vanadium, le tungstène.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXV; juin 1913. T. XXVI; juillet 1913.

H.-G.-J. MOSELEY et C.-G. DARWIN. — La réflexion des rayons X. — T. XXVI, p. 210-232.

Il ne s'agit pas ici d'une réflexion proprement dite, mais, d'après la théorie de Bragg, d'une dispersion ou diffraction de la radiation incidente par un réseau cristallin. Les plans contenant un grand nombre de molécules cristallines (plans de clivage par exemple) sont l'analogue d'une surface réfléchissante et donnent un faisceau *réfléchi* de rayons X, symétrique du faisceau incident par rapport à ce plan.

Ce faisceau réfléchi a toutes les propriétés générales des rayons X ordinaires.

La radiation d'un tube à rayons X à focus de platine est de deux espèces : (A), radiation de longueur d'onde indéfinie, analogue à la lumière blanche; (B), cinq types de radiation monochromatique, probablement caractéristiques du platine. La radiation (A) est réfléchie à tous les angles d'incidence : l'intensité du faisceau réfléchi est maxima pour des angles d'incidence voisins de 90° et même dans ce cas, elle n'est que les $\frac{4}{1000}$ de celle du faisceau incident.

Chacune des radiations (B) n'est réfléchie que pour des angles déterminés, qui ont été mesurés. Les longueurs d'onde calculées sont 1.642, 1.397, 1.375, 1.194, 1.157 $\times K^{\frac{1}{3}} \times 10^{-8}$ centimètres, où le coefficient inconnu K est fonction de l'arrangement des atomes, de valeur probable 1, $\frac{1}{2}$ ou $\frac{1}{8}$.

On a examiné l'homogénéité de ces rayons et on a essayé d'estimer le mode de distribution de l'énergie avec la longueur d'onde dans le faisceau général.

J. CROSBY CHAPMAN. — Quelques expériences sur la polarisation des rayons de Röntgen. — T. XXV, p. 792-803.

Il semble que les rayons de Röntgen doivent être considérés comme des radiations de très courtes longueurs d'onde. Barkla a montré qu'un faisceau secondaire de rayons X, dans des conditions convenables, pouvait être entièrement polarisé. Il était naturel de rechercher si un tel faisceau pouvait donner lieu à des phénomènes de polarisation rotatoire; et, comme, dans le cas du spectre visible, l'amplitude de la rotation est *inversement* proportionnelle à une puissance de la longueur d'onde, on devait s'attendre à une rotation considérable. Or le présent travail montre qu'il n'en est rien, et que les corps examinés (fer dans un champ magnétique, quartz, solution de saccharose) ne produisent *aucune* rotation du plan de polarisation de rayons X.

L'absorption à travers le fer s'est trouvée la même, que le fer fût aimanté ou non. L'absorption d'un faisceau de rayons X polarisés dans un plan par une tourmaline parallèle à l'axe est indépendante de l'orientation de cet axe par rapport au plan de polarisation.

Ch. Leenhardt.

Sir Olivier LODGE. — Sur une dynamo propre à maintenir des vibrations électriques de haute fréquence. Quelques remarques sur la transmission des ondes en télégraphie sans fil. — P. 757-791.

L'auteur donne la théorie de la dynamo du Dr Goldschmidt, qui peut atteindre une fréquence de l'ordre de 50000. Il fait ensuite

quelques remarques sur la transmission des ondes hertziennes dans l'air en mettant surtout en évidence l'influence de la couche de haute conductibilité électrique, qui se trouve à un certain niveau dans l'atmosphère.

NORMANN CAMPBELL. — L'ionisation par les particules chargées. — P. 803-817.

L'auteur résume les résultats acquis sur les rayons δ et montre que la théorie de J.-J. Thomson sur l'ionisation par les particules chargées s'accorde au moins qualitativement avec les résultats des expériences.

G.-H. LIVENS. — Le pouvoir rotatoire naturel des solutions. — P. 817-826.

L'auteur modifie la théorie de Drude en introduisant l'expression :

$$f(\mathrm{P}) = a\mathrm{P} + b \,\mathrm{curl}\, \mathrm{P}$$

donnée par Lorentz du terme $f(\mathrm{P})$ qui, dans l'action du champ électrique sur l'électron considéré, représente la polarisation du milieu. En faisant ensuite les approximations nécessaires, il obtient pour la rotation spécifique d'un mélange de substances actives de densités partielles respectives ρ_1, ρ_2,... et de substances inactives de densités partielles σ_1, σ_2, ..., l'expression :

$$\frac{2\omega}{n^2} = (v'_1\rho_1 + v'_2\rho_2 + \ldots) \frac{v_1\rho_1 + v_2\rho_2 + \ldots + s_1\sigma_1 + s_2\sigma_2 + \ldots}{[1 - a(v_1\rho_1 + v_2\rho_2 + \ldots + s_1\sigma_1 + s_2\sigma_2 + \ldots)]},$$

où n désigne la fréquence de la lumière considérée et v'_1, v'_2,... v_1, v_2, ..., s_1, s_2, ... sont des constantes physiques des substances respectives dépendant de la nature de ces substances et de la fréquence de la lumière. Cette formule, qui montre l'influence des substances inactives, se trouve vérifiée par l'expérience dans la plupart des cas par une solution d'une substance active dans un solvant inactif.

E. PERCIVAL LEWIS. — L'origine des bandes dans le spectre de l'azote actif. P. 826-832.

L'auteur a repris l'étude du spectre observé par Shutt et Fowler dans l'azote actif. Il fait observer que le troisième groupe des bandes

positives de l'azote et les bandes β de Shutt et Fowler apparaissent seulement quand l'azote contient un peu d'oxygène. Il pense qu'il en est de même pour les bandes dites du quatrième groupe positif de Fowler et Shutt, dont la structure est d'ailleurs très différente des bandes ordinairement attribuées à l'azote pur.

F. Croze.

JOLY. — La température de sublimation. — P. 856-869.

Mémoire mathématique.

Joly a décrit dans un mémoire récent (1) l'apophoromètre qui permet d'étudier la sublimation d'une façon très simple et très pratique. Dans le présent mémoire, il publie les résultats qu'il a obtenus concernant les quatre corps : antimoine, arsenic, soufre et tellure.

La température de sublimation n'est pas un point fixe et défini. Des substances comme l'arsenic ou le soufre sont plus ou moins volatiles, même à la température ordinaire, et le taux de vaporisation augmente quand la température s'élève. Quand l'élément libre est en présence d'oxygène, il faut tenir compte à la fois de l'action chimique de l'oxygène et de la pression de vapeur qui intervient. En général, la température de sublimation n'est pas celle de l'oxyde formé, mais semble dépendre surtout de la pression de vapeur de l'élément volatil à la température considérée. Dans le cas d'un composé, la stabilité du composé en présence de l'oxygène est le facteur principal influençant la température de sublimation. De plus il faut procéder par approximation, pourrait-on dire, pour arriver à déterminer exactement cette température, et Joly donne toute une série de précautions indispensables pour obtenir de bons résultats.

Joly discute ensuite les résultats de 38 expériences sur les composés d'arsenic, 16 de soufre et 12 de tellure.

CHAPMAN. — Sur la production de la radiation fluorescente de Röntgen. P. 870.

Réponse de M. Crosby Chapman aux objections de M. Bragg (2).

---

(1) Voir *J. de Phys.*, p. 242.
(2) Voir *J. de Phys.*, p. 509.

Tome XXVI.

R.-M. DEELEY et P.-H. PARR. — La viscosité de la glace du glacier. — P. 85-111.

En 1888, Or. Main publia les résultats d'expériences relatives à la tension de barres de glaces à des températures inférieures à 0°, et lord Kelvin en déduisit la viscosité de cette matière.

En 1891, Mc Connell trouva qu'on peut aisément couper un cristal de glace suivant des plans perpendiculaires à l'atrophique, mais qu'il est impossible de faire, sans fractures, la même opération dans aucune autre direction.

En 1893, M. Deely montra que l'écoulement d'un glacier est en tous points comparable à celui des liquides à travers les tubes capillaires étudiés en détail par Poiseuille.

MM. Deely et Parr, interprétant les résultats expérimentaux trouvés par MM. Blümcke et Hess sur le glacier Heutereis (Alpes autrichiennes), en déduisent la viscosité de la glace qu'ils proposent d'exprimer en *poises* (unités C. G. S.), en mémoire de Poiseuille.

Les résultats des divers observateurs sont résumés dans le tableau suivant :

Expérimentateurs	Dates	Calculés par	Dates	Viscosité
Main...............	1888	Deely.........	1912	6×10^{12}
Connell............	1888	»	»	$84,5 \times 10^{12}$
Boris et Weinberg...	1907	Weinberg.....	1907	8×10^{12}
Blumcke et Hess....	1907	»	1908.	$17,4 \times 10^{12}$
»	1910	Deely et Parr..	1913	$14,7 \times 10^{12}$
»	»	» ..	»	125×10^{12}

E.-H. BARTON. — Taux et force de la résonance par vibrations forcées et leur variation avec la fréquence. — P. 111-143.

Important mémoire dans lequel l'auteur étudie les vibrations forcées et compare les expériences de Helmholtz, Bjerknes, Zenneck, etc., sur la résonance.

Il décrit aussi quelques expériences nouvelles permettant de mettre en évidence les particularités du phénomène.

H.-A. BUMSTEAD. — Sur la vitesse des rayons δ. — P. 233-251.

Le nom de rayon δ a été donné par J.-J. Thomson en 1905 aux électrons lents émis par le polonium et qui avaient préalablement masqué la charge positive des rayons α. Peu après, Rutherford découvrit une émission semblable pour le radium et montra qu'elle n'était pas exclusive à la source des rayons α, mais avait lieu par tous les corps frappés par ces rayons. La question de la vitesse des rayons δ a été beaucoup étudiée et les résultats obtenus très variables.

Récemment Gargan et Bumstead ont montré que certains rayons d'un faisceau de rayons δ avaient des vitesses plus considérables que celles mesurées jusqu'alors : une différence de potentiel retardatrice de 1.700 volts ne les arrête pas et beaucoup de rayons ont des vitesses correspondant à des chutes de potentiel de plusieurs centaines de volts. Ce sont ces rayons rapides que Bumstead a étudiés dans le présent mémoire. Il formule les conclusions suivantes :

Quand les rayons α frappent un métal, ils déterminent l'émission d'électrons dont les vitesses varient de 0 à plus de 2,7 . 10 centimètres par seconde correspondant à des différences de potentiel de 2.000 volts. Il propose d'appeler rayons δ tous ces rayons.

En même temps que les rayons δ, il y a aussi émission d'ions positifs par un métal placé dans un vide élevé et frappé par des rayons α ; ces ions semblent provenir de la couche des gaz absorbés par la superficie du métal. En maintenant le vide pendant plusieurs jours, le courant porté par ces ions diminue. Les expériences n'ont pas permis de calculer la vitesse d'émission de ces ions ; en tous les cas, elle est très faible.

Quand ces rayons rapides rencontrent un solide, il se produit une émission d'électrons lents que l'auteur appelle électrons tertiaires. Leur nombre est beaucoup plus élevé que celui des rayons δ qui les produisent, et ils compliquent l'étude de la distribution des vitesses des rayons δ.

La distribution en vitesse des rayons δ entre 20 et 1.200 volts a été soigneusement étudiée. Le nombre des électrons ayant une énergie cinétique donnée n'est une fonction ni de la vitesse ni de l'énergie. Entre 30 et 500 volts, le résultat est représenté approximativement par une équation de la forme $x^n y = c$, y étant le nombre d'élec-

trons dont l'énergie cinétique est égale ou supérieure à x et $n = 0,75$.

La loi ne s'applique plus au-dessus de 500 volts et au-dessous de 20.

L.-T. MORÉ et S.-J. MAUCHLY. — L'action du champ magnétique sur les décharges électriques dans les gaz. — P. 252-267.

L'action du champ magnétique sur la décharge électrique à travers les gaz raréfiés a été étudiée particulièrement par Righi, qui admet que, sous l'action du champ, les ions positifs et les électrons négatifs forment des doublets qui se déplacent le long des lignes de force magnétiques, les effets secondaires observés étant dus à la dissociation de ces doublets lorsqu'ils sortent du champ.

Les expériences entreprises avaient pour but de vérifier la théorie de Righi et d'étendre ses résultats à d'autres gaz que l'air. Les résultats des expériences sont les suivants: le champ magnétique modifie la décharge mais ne crée pas, comme Righi et Villard l'ont pensé, un nouveau type de rayons. La principale action est de réduire considérablement la chute de potentiel à la cathode et de faire se déplacer suivant des chemins hélicoïdaux les particules chargées présentes dans le tube. Par suite de leur plus grande mobilité et de leur plus grand libre parcours, l'action est plus énergique sur les électrons que sur les ions positifs.

Quant aux effets secondaires, les auteurs ont pu obtenir avec une cathode de Wehnelt chaude, en l'absence de champ magnétique, les mêmes apparences qu'avec une cathode froide et un champ magnétique. Ils en déduisent qu'avec la cathode Wehnelt l'action du champ est non de changer la nature de la décharge mais de l'éloigner de la cathode et de l'amplifier de telle sorte que les différentes parties semblent être chargées.

E. RUTHERFORD et H. RICHARDSON. — Analyse des rayons γ du radium D et du radium E. — P. 324-331.

Les auteurs ont récemment publié leurs résultats relatifs au radium B et au radium C. Ils ont examiné par les mêmes méthodes les rayons γ du radium D et du radium E.

Ils ont trouvé que le radium D émet deux radiations γ pour lesquelles μ, coefficient d'absorption, a les valeurs 45 et 0,99 centimètres relativement à l'aluminium.

Par rapport au radium D, le radium E émet un très faible rayonnement δ; pas plus de 2 0/0 du rayonnement total des radiums D + E n'est attribuable au radium E. En d'autres termes, la transformation de chaque atome de radium D est accompagnée, en moyenne, par 50 fois plus de radiations γ que l'atome de radium E. Les valeurs des coefficients d'absorption pour les quatre radiums B, C, D, E sont respectivement 230, 40, 0,51 ; pour le radium B, 0,115; pour le radium C, 45, et 0,99 pour le radium D ; pour le radium E, μ a sensiblement la même valeur que pour D.

G.-N. AUTONOFF. — L'existence de l'uranium γ. — P. 332-333.

Lettre dans laquelle l'auteur combat les conclusions de Fleck, qui n'a pu déceler l'uranium γ.

W.-G. DUFFIELD. — Les dépôts sur les pôles des arcs métalliques. — P. 333-344.

Mémoire dans lequel l'auteur décrit en détail les apparences diverses des arborescences que l'on voit se former sur les électrodes métalliques des arcs au fer, au cuivre, à l'argent, etc., et cherche à expliquer leur formation.

H.-P. WALMSLEY. — La distribution du dépôt actif de l'actinium dans les champs électriques. — P. 381-401.

On admet généralement que les dépôts actifs du thorium et du radium portent des charges positives et sont, par suite, concentrés à la cathode dans des champs électriques. Quelques difficultés se présentent dans le cas de l'actinium, qui se comporte d'une manière moins simple, et on peut hésiter sur l'origine et le signe des charges transportées par les atomes dans le dépôt actif.

Russ a trouvé que, dans certains cas, l'activité de l'anode était environ la moitié de celle de la cathode à la pression atmosphérique, tandis que, dans le cas du radium et du thorium, elle ne dépasse pas 5 0/0. Le rapport entre les deux activités varie beaucoup, pour l'ac-

tinium, avec la pression. Kennedy a trouvé des résultats un peu différents, ainsi que Geiger.

L'auteur reprend l'étude de la question et montre que la distribution du dépôt actif entre les deux électrodes, dans un champ électrique, est indépendante de la concentration de l'émanation.

L'actinium A acquiert sa charge positive par sa création même, il en est de même pour l'actinium B.

En ce qui regarde leurs propriétés électriques, les deux actiniums se comportent comme les ions positifs produits par leurs émanations. Ils se recombinent de la même manière, et l'activité recueillie à l'anode est due uniquement aux dépôts d'atomes recombinés.

Dans des conditions favorables, la recombinaison peut être complète. Les anomalies constatées s'expliquent par l'emploi d'émanations contenant un dépôt actif et des gaz chargés de poussières.

T.-S. TAYLOR. — Taux de l'ionisation des particules α dans les gaz simples. P. 402-410.

Le problème de l'absorption des particules α par la matière a été étudiée théoriquement par J.-J. Thomson, Darwin et Bohr. Dans toutes les théories, le taux exact des particules α dans les substances considérées est une constante importante.

La forme de la courbe d'ionisation pour différentes substances est utile pour déterminer les lois d'absorption des particules α. Jusqu'à présent l'absorption des particules α par le plus simple des gaz, l'hélium, n'a été que peu étudiée. C'est ce problème que traite l'auteur du présent mémoire.

Il calcule par la méthode de scintillation le taux suivant lequel diminue le nombre des particules émises par le radium C dans l'air, l'oxygène, l'hydrogène et l'hélium.

La couche d'ionisation de Bragg a été déterminée pour l'hélium et comparée avec les courbes pour l'air et l'hydrogène quand la portée des particules étaient la même que pour l'hélium. La couche d'ionisation a la forme :

$$I = \frac{C}{(r - x)^{\frac{1}{3}}},$$

I étant l'ionisation, C une constante dépendant de l'énergie nécessaire pour produire un ion, r le parcours moyen, x la distance à la

source. Le rapport de l'ionisation totale dans l'hélium à l'ionisation totale dans l'air ou l'hydrogène est 1,05.

P.-A. MAINSTONE. — Les effets calorifiques à la cathode des tubes à vide. P. 411-422.

On sait depuis longtemps que dans les tubes à vide les électrodes s'échauffent, la cathode devient plus chaude que l'anode, d'où le nom de pôle calorifique que lui a donné Plücker. Les premières mesures calorimétriques sont dues à Naccari et Bellati en 1878. Ils ont observé la proportionnalité du courant et de l'énergie calorifique et montré que la cathode reçoit de 8 à 23 fois plus de chaleur que l'anode.

L'auteur a vérifié ces conclusions et montré qu'à la surface de la cathode il n'y a que peu de corpuscules qui transportent le courant.

P.-G. NUTTING. — Sur l'absorption de la lumière dans un milieu hétérogène. P. 423-426.

La densité photographique dépend de la taille et du nombre des grains d'argent emprisonnés dans la masse, de leur forme et de leur distribution. L'auteur applique le calcul des probabilités à la détermination de cette densité.

O.-W. RICHARDSON. — Les ions des sels chauds. — P. 452-472.

Les expériences ont eu pour but de mesurer les charges spécifiques ou le poids moléculaire électrique des ions émis par les sels chauffés. Les sels examinés sont les iodures de zinc, de cadmium, de calcium, de strontium, de baryum, les chlorures de fer et de manganèse, le fluorure de calcium.

H.-L. COOKE et O.-W. RICHARDSON. — L'absorption de chaleur produite par l'émission des ions des corps chauds. — P. 472-476.

Les auteurs ont répété, sur les fils de tungstène et de platine recouverts de chaux, les expériences qu'ils avaient effectuées avec les filaments d'osmium.

Ceux-ci émettent lorsqu'on les chauffe un courant d'électrons négatifs consécutif d'une absorption de chaleur correspondant à une énergie mesurée par une différence de potentiel de 4,7 volts. Ils ont trouvé dans le cas présent 4,24 volts.

H. VIGNERON.

R.-W. WOOD. — Emploi de l'interféromètre dans l'étude des spectres de bandes. — P. 176-179.

L'auteur décrit une méthode ingénieuse qui permet d'étudier au moyen de l'interféromètre, la structure des spectres des bandes.

Si l'on emploie comme source lumineuse le cratère de l'arc au charbon et qu'on projette l'image du système des anneaux formés par le passage de la lumière à travers un interféromètre de Fabry et Pérot sur la fente d'un spectroscope, le spectre continu est traversé par une série d'arcs sombres verticaux, dont la convexité est tournée vers le rouge et qui sont les lieux des longueurs d'onde non transmises. Si on a dans le même champ un spectre formé de raies brillantes, ces raies croiseront les arcs, et aux points d'intersection on n'aura pas de lumière. Si l'espace entre les raies du spectre ne suit aucune régularité, l'ensemble de ces points sombres ne présentera aucune symétrie. Mais, si les raies sont distribuées suivant une loi définie, on verra l'ensemble des points sombres former des courbes régulières.

Opérant dans ces conditions, Wood a photographié les deux bandes verte et vert bleu de l'aluminium dont la tête est du côté des courtes longueurs d'onde et la bande 5165 du carbone dégradée vers le rouge. Dans le premier cas, on a une famille de courbes de forme elliptique ou circulaire. Dans le second cas, les courbes ont la forme d'hyperboles, et l'on peut distinguer deux familles d'hyperboles indiquant l'existence de deux séries de raies dans cette bande. Wood a d'ailleurs pu reproduire artificiellement ces apparences.

H.-C. STEVENS. — Le photomètre à éclipses et l'iris. — P. 180-183.

Lord Rayleigh avait émis l'hypothèse que c'était la contraction de l'iris qui intervenait dans la mesure des intensités lumineuses au moyen du photomètre à éclipses. En paralysant le muscle contrac-

teur de l'iris avec de l'atropine, l'auteur a montré que la contraction de l'iris n'intervenait pas dans les observations.

R.-T. BEATTY. — Sur l'énergie requise pour ioniser un atome. — P. 183-186.

L'auteur compare les résultats obtenus par Franck et Hertz pour ioniser un atome dans le cas des gaz rares avec ce que donne le calcul, en supposant que l'atome est constitué par une charge positive entourée d'anneaux composés d'électrons négatifs en nombre égal à la moitié de la valeur du poids atomique. Il trouve que l'accord est très satisfaisant entre les deux ordres de résultats.

O.-W. RICHARDSON. — Emission d'électrons par le tunsgtène aux hautes températures : preuve expérimentale du fait que le courant électrique dans les métaux est transporté par ses électrons. — P. 345-350.

L'auteur a compté les électrons émis par des filaments de tungstène portés à une température élevée par un courant électrique, en opérant dans des conditions systématiquement variées.

Les expériences montrent en premier lieu que l'émission des électrons ne provient pas d'une action chimique entre le filament chaud et les gaz ou les vapeurs contenus dans la même enceinte, ni d'aucun processus impliquant l'usure du filament. Il en résulte que cette émission est due à un phénomène physique et non chimique, bien que, dans certaines circonstances, des électrons puissent être émis sous l'influence d'une action chimique exercée sur le métal.

Les expériences montrent en outre que les électrons ne sont pas produits en dehors du tungstène ou du gaz qui l'entoure, et par suite qu'ils viennent au filament de tungstène des autres points du circuit électrique. On a ainsi une preuve expérimentale de la théorie électronique de la conductibilité des métaux.

A. ANDERSON. — Sur les courants électriques qui traversent de minces couches d'air. — P. 351-353.

L'auteur décrit des expériences où l'on voit un courant électrique traverser une mince couche d'air comprise entre deux barres de laiton enfermées dans une enceinte contenant de l'air privé de poussières. Il montre que le courant ne passe ni à la faveur d'un contact

métallique entre les deux barres de laiton, ni des poussières, ni des ions qui peuvent exister dans l'enceinte, mais qu'il traverse la couche d'air grâce à la formation d'ions sur les deux faces du métal qui limitent cette couche.

E. MARSDEN et R.-H. WILSON. — Quelques expériences sur le dépôt actif du thorium. — P. 354-361.

A la suite de leurs expériences sur les produits de transformation du dépôt actif du thorium, les auteurs donnent, pour représenter l'évolution du thorium à partir de l'émanation, le schéma suivant qui indique, en même temps que l'ordre des transformations, la vie moyenne, le rayonnement avec son parcours de chaque produit actif :

Th Eman. [53 sec.; α (5,0)] ⟶ ThA [0,14 sec.; α (5,7)] ⟶ ThB [10,6 heures; β, γ] ⟶ ThC [60,5 min.; α (4,8), β] ⟶ (0,35) ThD [β, γ] ⟶ ?
ThC ⟶ (0,65) ThC^2 [10^{-11} sec.; α (8,6)] ⟶ ?

G.-H. LIVENS. — Sur le pouvoir rotatoire magnétique. — P. 362-366.

L'auteur étend au cas de la rotation magnétique la théorie de Drude modifiée, qu'il a déjà développée pour la rotation naturelle du plan de polarisation de la lumière.

Fredbrick F.-S. BRYON et John LOGIE. — Constitution de la raie verte du mercure (λ 5461). — P. 366-375.

Les auteurs ont étudié la structure de la raie λ 5461 A. U. du spectre du mercure au moyen d'un spectroscope à échelons. Ils se servaient d'une lampe à mercure de Cowper-Hewitt ou d'une petite lampe où ils avaient fait le vide eux-mêmes. Dans les conditions de fonctionnement ordinaire, ils ont obtenu toujours les mêmes satellites. Si on donne le signe — aux distances à la raie centrale des satellites situés par rapport à celle-ci du côté des grandes longueurs d'onde et le signe + aux autres, la structure de la raie verte du mercure, avec les intensités de ses composantes, est donnée par le

tableau suivant :

Nos d'ordre	Distance	Intensité
1	— 0,235	6
2	— 0,187	2
3	— 0,102	3
4	— 0,067	4
raie centrale		10
5	+ 0,083	7
6	+ 0,128	5
7	+ 0,174	1
8	+ 0,212	1

En produisant le spectre dans des tubes à vide excités par une puissante bobine d'induction, ils ont obtenu les apparences observées par Janicki, qui correspondent à un effet d'absorption.

KARL BERGWITZ. — Remarque sur la note de M. W.-A. Douglas-Rudge : sur l'électrisation de l'atmosphère et de la surface de la terre. — P. 375-376.

L'auteur montre que l'expérience de Douglas-Rudge, d'où celui-ci avait conclu que, dans l'Afrique du Sud, la surface de la Terre était électrisée positivement, indique au contraire l'existence d'une charge négative.

F. CROZE.

I'A. BROMWICH. — Note sur le galvanomètre balistique. — P. 186-190.

L'auteur étudie l'approximation obtenue par la formule :

$$Q = \frac{2H}{Gp}\left(1 + \frac{\lambda}{2}\right) \sin\frac{\alpha}{2} \tag{1}$$

$\Big(\lambda$, décrément logarithmique; α, déviation correspondant à la quantité d'électricité Q; $\frac{2\pi}{P}$, période complète d'oscillation$\Big)$.

En partant de l'équation :

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\rho\frac{d\theta}{dt} + (p^2 + \rho^2)\sin\theta = o,$$

qui, intégrée, donne

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 + 2\rho\int\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 dt + (p^2 + \rho^2)(1 - \cos\theta) = \frac{1}{2}\omega^2, \tag{2}$$

où

$$\omega^2 = 4(p^2 + \rho^2)\sin^2\frac{\alpha}{2} + 4\rho\int_0^{\alpha}\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2 dt.$$

$$\lambda = \frac{1}{2}\rho T = \frac{\pi\rho}{P}.$$

Si ρ est petit, on peut intégrer (2) en négligeant l'intégrale, calculer $\frac{d\theta}{dt}$ et, par approximations successives, on parvient à

$$Q = \frac{2H}{Gp}\sin\frac{\alpha}{2}\left(1 + \frac{1}{2}\lambda\sigma\right),$$

où

$$\sigma = \frac{4}{\pi\sin^2\frac{\alpha}{2}}\left\{E - \left(1 - \sin^2\frac{\alpha}{2}\right)K\right\}$$

(E, K, fonctions elliptiques de module $\sin\frac{\alpha}{2}$);

$$\sigma = 1 + \frac{1^2}{2.4}\sin^2\frac{\alpha}{2} + \frac{1^2 3^2}{2.4.6}\sin^4\frac{\alpha}{2} + ...$$

Les tables dressées par l'auteur montrent que $\sigma = 1{,}001$ pour $\alpha = 10°$ et atteint $1{,}015$ pour $\alpha = 40°$.

A. Norman SHAW. — Phénomènes d'interférence obtenus avec les rayons γ. P. 190-194.

Pour appliquer la méthode de Laue, Friedrich et Kuipping aux rayons γ, M. Shaw a tenu compte des remarques de Bragg qui a expliqué les taches interférentielles par des réflexions. Le cristal employé est une feuille de mica sous l'incidence rasante.

Les effets obtenus se produisent dans la direction où les rayons X très durs donnent leur effet maximum.

D'après la théorie de Planck, les longueurs d'onde des rayons X ou γ étant inversement proportionnelles au carré des vitesses maxima des rayons secondaires, il est vraisemblable que la longueur d'onde des rayons γ est de 10 à 100 fois plus petite que celle des rayons X les plus durs. De nouvelles expériences sont en cours.

A. Grumbach.

ANNALEN DER PHYSIK

T. XXXIX, n°° 15 et 16 ; 1912. T. XL, n° 2; 1913. T. XL, n°° 6, 7, 8 et 9; 1913.

F. PASCHEN et E. BACK. — Effets Zeeman normaux et anormaux. — T. XXXIX ; 1912. P. 897-926.

Les auteurs ont étudié le phénomène Zeeman sur quelques raies des spectres de l'oxygène, de l'hélium et de l'hydrogène en faisant varier le champ magnétique depuis 6.000 jusqu'à 32.000 gauss. Les spectres étaient produits dans des tubes de Geissler en quartz disposés entre les pièces polaires de l'électro-aimant perpendiculairement à la direction des lignes de force du champ. Voici les résultats très importants qu'ils ont obtenus.

1° *Oxygène.* — Dans le triplet très serré 3947 de la série principale, chacune des composantes s'élargit d'abord pour son compte. Lorsque le champ est assez intense pour que les composantes magnétiques des raies voisines viennent à s'enchevêtrer, le phénomène change. On n'a plus pour l'ensemble du triplet naturel qu'un seul triplet magnétique. La composante centrale de ce triplet n'est d'abord pas complètement polarisée et l'écart des composantes latérales diffuses est plus grand que l'écart normal. Mais, à mesure que le champ augmente, le triplet magnétique observé tend à prendre tous les caractères du triplet pur normal.

2° *Hélium.* — Les raies qui n'ont pas de satellite donnent un triplet normal. Pour les raies qui ont un satellite, l'écart est plus petit que l'écart normal pour la composante latérale voisine de la raie satellite, il est normal pour l'autre composante. Le changement magnétique des raies satellites est plus compliqué.

3° *Hydrogène.* — Les raies H_α, H_β, H_γ, qui sont doubles, donnent chacune un triplet dans lequel la composante centrale n'est pas polarisée et où l'écart des composantes latérales est plus grand que l'écart normal. Le triplet tend probablement à devenir normal quand augmente le champ.

E. BACK. — L'effet Zeeman transversal dans quelques raies du lithium, du sodium et du potassium. — T. XXXIX, n° 25, p. 926-932.

L'auteur trouve que les raies du lithium donnent un triplet normal. Les doublets 3302 du sodium et 4044 du potassium, qui appar-

tiennent à une première série principale, se comportent comme les raies D_1 et D_2. Quant au doublet très serré 2852 du sodium, il présente le même phénomène que le triplet 3947 de l'oxygène.

GEORGE WENDT. — Sur l'action réciproque dans le champ magnétique des raies spectrales voisines d'un même système. — T. XL; 1913. P. 607-608.

L'auteur fait remarquer qu'il a observé sur le satellite 0,232 de la raie du mercure 5461 le phénomène signalé par Paschen et Back dans le cas de plusieurs doublets ou triplets naturels très serrés. Ce phénomène ne se produit d'ailleurs que lorsque les raies très voisines font partie d'une même série.

W. VOIGT. — Sur l'effet Zeeman anormal des raies de l'hydrogène. T. XL, n°s 2 et 8; XLI, n° 7. P. 368-380.

W. VOIGT. — Nouveaux développements sur la théorie du phénomène Zeeman. P. 403-431.

L'auteur donne une interprétation d'après les principes de sa théorie des effets Zeeman anormaux observés par MM. Paschen et Back sur les raies de l'hydrogène et un triplet de la série principale de l'oxygène.

CLEMENS SCHAEFER. — Remarques sur l'amortissement des raies des séries spectrales. — T. XLI, p. 866-870.

L'auteur montre que, d'après sa théorie, le nombre des particules mises en jeu dans l'émission de la raie d'ordre h d'une série spectrale décroît régulièrement quand augmente la valeur de h et que le facteur d'amortissement est le même pour toutes les raies d'une série.

W.-E. PAULI et R. PAULI. — Sur la question d'une photométrie objective. P. 812-828.

Les auteurs critiquent les nombres donnés par Langley pour la sensibilité de l'œil aux différentes couleurs et trouvent que l'œil est 360 fois plus sensible au rouge qu'au vert. Ils concluent à l'impos-

sibilité pratique d'une photométríe objective, car on peut conclure de l'égalité d'éclat à l'égalité de quantité d'énergie rayonnée par deux sources, dans le cas seulement où celles-ci ont la même composition spectrale.

F.-P. DEFREGGER. — Sur le spectrophotomètre pour l'ultra-violet de H.-Th. Simon. — P. 1012-1055.

L'auteur décrit un modèle perfectionné de spectrophotomètre de H.-Th. Simon pour l'ultra-violet et donne les indications nécessaires pour en tirer le meilleur parti.

F. Croze.

O. SACKUR. — De la généralité du concept de quantum. — T. XL, n° 1, p. 67-86.

L'auteur cherche à calculer l'énergie et l'entropie des corps solides et des gaz monoatomiques, à partir de constantes universelles (N, constante d'Avogadro ; k, constante de la formule de Boltzmann $S = k \log w$; h, quantum) et de constantes particulières à chaque corps (fréquence ν pour les solides, poids moléculaire M pour les gaz).

Le quantum s'introduit naturellement dans le calcul, sans qu'il soit nécessaire d'admettre une structure discontinue de l'énergie ; il suffit de supposer que la probabilité d'un événement infiniment peu probable devient finie au bout d'un temps infini.

L'auteur calcule ensuite les constantes chimiques et les pressions de vapeur du mercure et de l'argon qu'il compare avec les données expérimentales : la concordance est très satisfaisante.

O. SACKUR. — Les constantes chimiques des gaz di et triatomiques. P. 87-106.

Application des considérations précédentes aux gaz di et triatomiques. L'auteur calcule l'entropie et le moment d'inertie correspondant en supposant les molécules diatomiques formées de deux atomes unis par un lien rigide et pouvant tourner autour de deux axes rectangulaires, les molécules triatomiques formées de trois atomes fixés aux sommets d'un triangle rigide et pouvant tourner

autour de trois axes rectangulaires. Le rayon moléculaire moyen se calcule soit à partir du coefficient *b* de la formule de Van der Waals, soit à partir du coefficient de frottement, soit à partir de l'indice de réfraction.

De là l'auteur déduit les constantes chimiques et les courbes de tension de vapeur de l'iode et de la glace, puis les constantes de dissociation de ClH, BrH, IH, PH^2, CO^2, NO; pour les deux derniers seuls, les résultats du calcul concordent mal avec les données de l'expérience.

Kurt EISENMANN. — Equation d'état canonique des corps solides à partir de la théorie des quanta. — T. XXXIX, n° 16, p. 1165-1176.

On peut obtenir complètement l'entropie, l'énergie et l'équation caractéristique des solides, à partir de la théorie des quanta, soit en introduisant une fonction de répartition, soit moins rigoureusement par la méthode de Planck.

P. Job.

E. v. ANGERER. — Sur la pression des rayons cathodiques. — P. 1-26.

Nouvelle étude de la célèbre expérience de Crookes sur les effets mécaniques des rayons cathodiques. On sait que la répulsion observée est beaucoup plus grande que la répulsion calculée à partir du choc des électrons. La divergence peut être due à ce qu'un effet radiométrique intense se superpose à l'effet de pression. Starke (1900) a déjà cherché à séparer ces effets. E. v. Angerer reprend cette étude en utilisant les derniers perfectionnements de la technique.

L'effet radiométrique diminue en même temps que la pression dans le tube de décharge : l'emploi du charbon de noix de coco et des cathodes de Wehnelt permet d'obtenir des rayons cathodiques intenses sous des pressions très faibles qui sont mesurées à l'aide d'un manomètre de Knudsen. Angerer a cherché, en outre, à éviter l'influence de la réflexion des rayons cathodiques en les recevant dans un petit cylindre de Faraday.

Malgré ces précautions, l'effet mesuré reste supérieur — de 3 à 12 fois — à l'effet calculé.

E. WAGNER. — Sur la réflexion des rayons-canaux de l'hydrogène. — P. 209-229.

L'auteur étudie la réflexion des rayons-canaux sur des corps transparents ou opaques (verre, Al, or), au moyen de l'effet Doppler. Cette réflexion se manifeste sur les spectrogrammes par l'existence de deux raies Doppler situées de part et d'autre de la raie fixe, l'une correspondant au faisceau incident, l'autre au faisceau réfléchi.

Cette méthode n'est pas nouvelle, mais Wagner cherche à éviter tout particulièrement les réflexions optiques de la lumière primaire, qui peuvent donner lieu aux mêmes apparences que la réflexion réelle des rayons canaux.

Les rayons-canaux présentent une réflexion diffuse. Le verre et l'aluminium ont à peu près le même pouvoir réflecteur pour les rayons-canaux de H; celui de l'or n'est qu'un peu plus grand.

L. VEGARD. — Emission lumineuse des rayons-canaux de l'azote et de l'oxygène. P. 625-642.

Complément du travail sur les rayons-canaux de H (1). Même dispositif expérimental.

Pour N^2 et O^2, comme pour H^2, on observe : 1° que l'intensité fixe est proportionnelle à l'énergie de translation; 2° que le rapport de l'intensité mobile à l'intensité fixe est variable avec la pression et la tension ; mais les variations sont beaucoup plus faibles avec O^2 et N^2 qu'avec H^2. Cette différence se rattache à la suivante : l'intensité mobile émise par unité de longueur diminue quand la tension (donc la vitesse) croît pour H^2 ; c'est l'inverse pour O^2 et N^2. Ce dernier résultat permet d'expliquer que, pour O^2 et N^2, on obtienne pratiquement la même vitesse maxima par la méthode électro-magnétique et à partir de l'effet Doppler, alors que, pour H^2, la première valeur est supérieure à la seconde.

Remarque. — L'auteur donne une explication de la formation de la queue des comètes : elle serait constituée par des rayons positifs émanant du Soleil. Il est possible que le noyau de la comète fonctionne comme cathode, le Soleil servant d'anode.

---

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 1039 ; 1912.

H. BAERWALD. — Sur le rayonnement secondaire des rayons-canaux. P. 643-669.

Un faisceau de rayons-canaux rencontre une surface conductrice ; il se réfléchit partiellement et donne naissance à un rayonnement secondaire par mise en liberté d'électrons. Le faisceau réfléchi et le rayonnement secondaire sont reçus dans un cylindre de Faraday ; on observe donc l'effet résultant ; mais il est possible de séparer les effets composants en remarquant :

1° Que la réflexion est particulièrement importante dans la direction qui correspond à la réflexion optique, ce qui permet de l'éliminer en partie en utilisant une incidence convenable ;

2° Que le rayonnement secondaire peut être complètement supprimé par un faible champ antagoniste (quelques volts), qui est sans action sur la réflexion.

Baerwald a étudié le rayonnement secondaire dans ses rapports avec le champ antagoniste, avec les rayons primaires, avec la nature du gaz de remplissage et celle de la substance qui reçoit le faisceau de rayons-canaux.

I. *Recherches sur Al avec les rayons-canaux de H.* — On fait croître progressivement le champ antagoniste ; le rayonnement secondaire diminue et devient nul pour une tension déterminée. Cette tension limite correspond à la vitesse maxima des rayons secondaires dans les conditions de l'expérience.

La tension limite varie avec la tension de décharge, c'est-à-dire avec la vitesse des rayons primaires. Elle croît d'abord avec cette vitesse, puis reste constante ; en d'autres termes, il existe une limite de la vitesse des rayons secondaires. D'ailleurs, le rayonnement secondaire ne commence à se produire que pour une tension de décharge de l'ordre de 900 volts et sa vitesse maxima est déjà notable dans ce cas, elle correspond à un champ antagoniste d'environ 5 volts par cm., la plus grande vitesse des rayons secondaires étant annulée par un champ de 21 volts.

Ces résultats rappellent ceux de Lenard sur les rayons cathodiques [1].

La charge transportée par les rayons secondaires est proportion-

---

(1) P. Lenard, *Ann. d. Phys.*, VIII, p. 149-198 ; 1902 ; — XV, p. 485-508 ; 1904.

nelle à l'intensité des rayons primaires, mais la vitesse des électrons secondaires en est indépendante.

L'emploi de champs antagonistes croissants permet d'atteindre la distribution des vitesses dans le rayonnement secondaire. Même pour les plus hautes tensions de décharge, presque toutes les particules secondaires (95 0/0) sont supprimées par un champ antagoniste de 10 volts. Quand la tension de décharge croît, le pourcentage augmente un peu pour les grandes vitesses ; la distribution reste stationnaire lorsque la limite de vitesse est atteinte.

H. Baerwald a repris les expériences précédentes en faisant varier la nature des porteurs des rayons-canaux (H et air) et la nature du corps recevant le faisceau primaire (Al, Mg, Ca. Fe, Cu, Zn, Ag, Pt, Au, Tl, Pb, Bi, V).

La nature du corps qui reçoit les rayons-canaux est sans influence sur la quantité et sur la vitesse des rayons secondaires.

La nature du gaz de décharge influe sur la distribution des vitesses. Pour une tension déterminée, le pourcentage des faibles vitesses augmente et la vitesse maxima diminue quand on passe de H à l'air, ce qui correspond à la diminution de vitesse des rayons primaires ; la quantité du rayonnement secondaire diminue aussi dans ces conditions, et cela dépend seulement du nombre de particules à charges simples ou multiples par unité de volume.

M. Barrée.

E. KRON. — Sur la loi de noircissement de quelques plaques photographiques. P. 751-758.

Pour quatre espèces de plaques, et dans un intervalle d'intensités lumineuses de rapport 1 : $10^{4,5}$, l'auteur établit expérimentalement les courbes d'égale opacité, log (It) fonction de log I, correspondant à différentes valeurs de l'opacité (I, intensité lumineuse ; t, durée d'exposition).

Pour une même espèce de plaques, ces courbes sont à peu près parallèles, et peuvent être approximativement superposées par une translation parallèle à l'axe vertical des log (It). Les écarts qui subsistent sont à peine supérieurs aux erreurs systématiques possibles.

Si l'on n'en tient pas compte, la loi de noircissement d'une espèce de plaque donnée peut donc être représentée par une seule courbe,

qui n'est ni une droite horizontale (comme le voudrait la loi de réciprocité : It constant à opacité constante), ni une droite inclinée (conformément à la loi de Schwarzschild : $I^q t$ constant à opacité constante), mais sensiblement une hyperbole.

Pour les faibles intensités — ou de même pour les fortes — l'hyperbole se confond pratiquement avec son asymptote, et l'on retrouve la loi de Schwarzschild.

Au point le plus bas de la courbe correspond une *intensité optima*, pour laquelle le produit It, c'est-à-dire l'apport d'énergie lumineuse nécessaire pour produire une opacité donnée, est minimum. Cette intensité optima est indépendante de la valeur de l'opacité.

Enfin la forme des courbes d'égale opacité dépend de la durée du développement. L'intensité optima augmente avec cette durée, et deux plaques différemment impressionnées peuvent fournir tantôt la même opacité, tantôt des opacités différentes, suivant les circonstances du développement. Ce dernier fait prouve que la modification de la couche sensible constituant l'image latente ne peut pas être caractérisée à l'aide d'une seule variable.

Ernst SCHREIBER. — Sur les phénomènes de réactivité diélectrique. P. 767-811.

Les isolants, de forme cylindrique, sont soumis à l'action du champ électrique dans un premier condensateur cylindrique, puis leur polarisation résiduelle est mesurée en fonction du temps par l'influence qu'ils exercent sur l'armature intérieure d'un second condensateur cylindrique. A aucun moment les isolants ne sont en contact avec les armatures.

L'auteur signale que les diélectriques peuvent présenter deux espèces de charges statiques parasites. Celles qui ont été développées à la surface par le frottement s'éliminent rapidement et définitivement au moyen des artifices connus (flammes, rayons de Röntgen, substances radio-actives). Au contraire, lorsqu'un diélectrique a subi de fortes secousses ou un travail mécanique, les artifices indiqués ne produisent qu'une neutralisation temporaire dont l'effet disparaît graduellement dès que l'isolant est abandonné à lui-même : on ne peut le ramener d'une façon stable à l'état neutre qu'après l'avoir soumis à un repos de plusieurs mois (jusqu'à six mois).

Le mémoire contient des résultats numériques, des tableaux et

des courbes. Il en ressort essentiellement que les isolants étudiés peuvent se classer en deux groupes. D'une part, la colophane, l'ébonite, la gomme-laque, la cire à cacheter ont de fortes réactivités et fournissent des courbes résiduelles de même forme. D'autre part, le soufre et la paraffine présentent des réactivités appréciables, mais beaucoup plus faibles, avec une deuxième forme de courbes nettement différente de la précédente.

L'auteur rapproche ce résultat du fait que les deux derniers isolants ont une conductivité très inférieure à celle des quatre autres, et émet l'idée que les phénomènes de réactivité diélectrique pourraient être la superposition de deux effets distincts, tenant l'un aux ions libres qui produisent la conductivité, et l'autre aux résonateurs amortis qui interviennent dans les théories modernes de la polarisation.

Ch. Fortin.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIII; 1912, et t. XIV; 1913.

G. RUMELIN. — Dispositif pour l'obtention de miroirs par pulvérisation cathodique. — T. XIII; 1912. P. 1222-1223.

Description d'un appareil permettant d'obtenir d'une manière rapide et commode des couches très minces de divers métaux. Le nouveau procédé se distingue de celui de Leithaüser par l'emploi d'une chambre de pulvérisation traversée par un courant gazeux de vitesse variable. On obtient ce dernier, en reliant la chambre, d'un côté, par l'intermédiaire d'un tube capillaire long et fin, à un réservoir contenant de l'hydrogène sec, de l'autre à une pompe de Gaëde que l'on fait fonctionner d'une manière continue. L'usage d'air liquide pour la purification du gaz n'est pas nécessaire.

K. WEGENER. — Description du marégraphe installé à Cross-bay au Spitzberg. P. 1223-1224.

Description succincte d'un marégraphe de fortune dont le principe consiste à enregistrer à l'aide d'un peson à ressort les variations de

la poussée subie par un cylindre de bois lesté à sa partie inférieure et plongé dans la mer.

W. BUDIG. — Mesures de poussières dans l'atmosphère libre. — P. 1224.

L'auteur, contrairement aux observations de Wigand et Schwab, a constaté une influence très nette des projections de lest sur les mesures faites en ballon à l'aide de l'appareil d'Aitken. Il semble, d'après ses observations, que, dans cet appareil, les particules solides peuvent jouer le rôle de noyaux de condensation en présence des gaz humides.

C.-E. BRAZIER.

FRÉDÉRIC SCHMIDT. — Variation de la tension superficielle du mercure par addition de métaux. — P. 1108-1133.

D'après Stöckle, la condensation des gaz à la surface du mercure joue un rôle important dans la valeur de la tension superficielle de ce métal. Cette dernière grandeur ne possède une valeur constante et bien déterminée que si l'expérience est effectuée dans le vide (c'est-à-dire en présence seulement de la vapeur de mercure).

Le présent travail a pour objet la mesure de la tension superficielle du mercure et des amalgames dans le vide, par la méthode des veines vibrantes issues d'un orifice elliptique. Nous renverrons au Mémoire original pour la description de l'appareil, nous bornant à indiquer les résultats.

L'auteur a étudié, pour différentes concentrations en métal, les tensions superficielles des amalgames de Zn, Cd, Tl, Au, Sn, Pb, Ca, Ba, Sr, Li, Na, K, Rb, Cs, a été conduit à ranger ces métaux en trois groupes :

1° Celui des métaux lourds Zn, Tl, Cd, Sn, Pb, Au ;

2° Celui de Li et des métaux alcalino-terreux, Ca, Ba, Sr;

3° Celui des métaux alcalins Na, K, Rb, Cs.

L'addition au mercure d'un métal du premier groupe ne produit, même pour les grandes concentrations, qu'une faible modification dans la tension superficielle du Hg ; Zn, Cd, Tl élèvent cette tension superficielle; Sn, Pb, Au l'abaissent.

Tous les métaux du deuxième groupe augmentent la tension su-

perficielle du mercure; l'influence de ces métaux est déjà considérable pour les très faibles concentrations.

Enfin les métaux du troisième groupe produisent un abaissement graduel et très important de la tension superficielle du mercure.

L'auteur indique que les tensions superficielles des amalgames tendent, par addition du métal, vers une valeur limite dont l'écart à la valeur propre de la tension superficielle du mercure, porté en ordonnée, donne, lorsqu'on porte en abscisse le poids atomique de l'élément dissous, une série de points placés tantôt au-dessus, tantôt au-dessous de l'axe des abscisses : le changement dans la tension superficielle du mercure est une fonction périodique du poids atomique.

L. GREBE et O. HOLTZ. — Origine et structure des bandes ultra-violettes de la vapeur d'eau. — P. 1243-1251.

Les mêmes bandes ultra-violettes se rencontrent dans la flamme de l'hydrogène et dans celles des hydrocarbures, dans les étincelles condensées éclatant dans l'hydrogène, l'oxygène ou l'azote humides, dans le passage de la décharge à travers des tubes de Geissler renfermant les gaz précédents, dans l'arc électrique, dans l'étincelle éclatant sous l'eau. Ces bandes paraissent appartenir à une combinaison de H et de O.

Tableau de longueurs d'onde.

H. Labrouste.

Tome XIV; 1913.

A. AFANASSIEFF et D. ROSCHDESTWENSKY. — La méthode de Wood pour la recherche des régularités dans les spectres. — P. 180-183.

Les auteurs ont trouvé, au cours de leurs recherches sur la dispersion de l'iode et du brome où ils se servaient d'un spectroscope à échelons, les arcs d'interférence signalés par Wood pour l'étude des régularités dans les spectres des bandes.

J.-F. SIRKS. — Mesures sur la rotation magnétique des gaz dans l'ultra-violet. P. 336-343.

L'auteur a mesuré, au moyen d'un analyseur à pénombre, la rotation magnétique dans l'ultra-violet de l'oxygène, de l'hydrogène et du gaz carbonique. Les résultats de ses observations sont résumés dans le tableau suivant, qui contient pour les trois gaz étudiés les valeurs du rapport de la constante de Verdet R relative à chacune des longueurs d'onde étudiées à sa valeur pour λ 578 μμ.

λ	Oxygène	$\frac{R_\lambda}{R_{578}}$ Hydrogène	Gaz carbonique
578	1,00	1,00	1,00
546	1,08	1,125	1,125
486	1,265	1,44	1,435
436	1,50	1,815	1,805
404,5	1,655	2,15	2,10
366,5	1,965	2,64	2,57
313	2,695	3,90	3,76
280,5	3,365	5,14	4,775
265,5	3,755	5,975	5,49
253,5		6,67	6,195
248		7,09	
240		7,76	
238		7,94	

G. PÓLYA. — Sur la réfraction moléculaire. — P. 352-355.

L'auteur interprète l'expression :

$$\frac{M}{d}\cdot\frac{D-1}{D},$$

voisine de la formule de Clausius-Mossoti :

$$\frac{M}{d}\cdot\frac{D-1}{D+2},$$

qui est un invariant dans la réfraction moléculaire. Il montre qu'elle intervient dans l'expression de la différence de potentiel entre les deux armatures d'un condensateur plan, entre lesquelles se trouve la substance de poids moléculaire M, de poids spécifique d et de constante diélectrique D.

Boris WEINBERG. — Petite addition au mémoire de O. Lummer: La vision par bâtonnets des étoiles pendant la nuit. — P. 355.

L'auteur indique qu'on peut répéter certaines des observations de O. Lummer et retrouver ses résultats en regardant un objet faiblement lumineux dans une chambre à peine éclairée par la lumière du dehors.

W. VOIGT. — Sur la distribution de l'intensité à l'intérieur des raies spectrales. P. 377-380.

L'auteur compare les formules de dispersion données par lui et par Drude avec les résultats expérimentaux de Richter sur l'absorption à l'intérieur de la raie 6708 du lithium et de Ivanow sur les raies D_1 et D_2 du lithium. Il trouve que les courbes expérimentales coïncident sensiblement avec celles qui résultent de l'emploi de sa formule, tandis que l'emploi de la formule de Drude conduit à une variation de l'absorption sur les deux bords de la raie plus lente que celle qui a été observée.

L'auteur montre en outre que la valeur absolue de $n^2 - 1$, où n désigne l'indice de réfraction, est plus grande d'après sa formule que d'après celle de Drude, dans le cas où l'on a affaire à une absorption faible.

R.-W. WOOD et P. ZEEMAN. — Une méthode pour étudier des raies d'absorption très fines à l'intérieur de champs magnétiques intenses. — P. 405 [1].

Les auteurs indiquent que l'on obtient les raies d'absorption du sodium très fines et très constantes en plaçant un petit morceau de sodium dans un petit tube en verre, où l'on fait le vide et qui est légèrement chauffé. Ce tube peut n'avoir que quelques millimètres de diamètre extérieur et peut se placer facilement entre les pièces polaires d'un électro-aimant. Cette méthode pour obtenir des raies d'absorption peut s'appliquer à d'autres métaux.

---

(1) Traduit du hollandais d'après Verh. Koninkl, *Akad. van Wetenschappen te Amsterdam*, p. 1163-1164; 1913

P. ZEEMAN. — La raie rouge du lithium. — P. 405-406 (¹).

L'auteur montre, en étudiant par la méthode exposée dans la note précédente la raie du lithium 6708, que cette raie est double et que ses composantes sont distantes de 0,25 A. U. environ.

R.-A. HOUSTON. — Absorption de la lumière dans les sels minéraux. — P. 424-429.

L'auteur résume l'ensemble des résultats obtenus dans une série de travaux, relatifs à l'absorption de la lumière par certaines familles de sels minéraux, effectués à l'Institut de Physique de l'Université de Glasgow.

Le spectre a été exploré depuis λ 0,2 μ à λ 1^{μ},23 à l'aide d'une pile thermo-électrique dans l'infra-rouge, d'un spectrophotomètre dans le visible et d'un spectrophotomètre photographique dans l'ultra-violet. Les sels étudiés sont ceux du cobalt, du nickel, du cuivre et du fer :

1° Dans les sels du cobalt et du nickel, le coefficient d'extinction moléculaire A est une propriété additive, au moins en première approximation.

Dans les sels du cobalt (iodure, bromure, chlorure, fluorure, nitrate et sulfate), A présente deux maxima toujours les mêmes ; dans les sels du nickel on a trois maxima placés de la même façon, quel que soit le sel. Les nitrates et les bromures présentent en outre un même maximum dans l'ultra-violet.

Pour quatre des sels du cuivre A est additif dans l'infra-rouge ; mais cette propriété ne se retrouve plus dans l'ultra-violet. Pour l'acétate de cuivre, les variations de A sont les mêmes que dans le cas des autres sels, mais sa valeur numérique est 2,5 fois plus grande ;

2° Les changements de coloration avec la concentration que l'on observe dans les solutions aqueuses des sels de cuivre, de nickel, de cobalt et de fer sont corrélatives des variations de A, qui se produisent au voisinage de longueurs d'onde bien déterminées ;

3° Si l'on change le solvant en remplaçant l'eau par l'alcool ou l'acétone, on retrouve la loi de Kundt.

(¹) Traduit du hollandais d'après Verh. Koninkl, *Akad. van Wetenschappen te Amsterdam*, p. 1164-1165 ; 1913.

W. DE SITTER. — **Une preuve astronomique de la constance de la vitesse de la lumière.** — P. 429.

Quand une source de lumière s'avance avec une vitesse u, la vitesse de la lumière dans cette direction est $C + u$, d'après la théorie de Ritz, C étant la vitesse de la lumière pour une source au repos. D'après les théories de Lorentz et d'Einstein, la vitesse de la lumière est toujours C, quel que soit l'état de la source.

Or, si l'on se donne une étoile double, et un observateur placé dans l'orbite à une distance Δ très grande, la lumière émise par l'étoile aura une vitesse $C - u$ quand elle s'éloigne et $C + u$ quand elle se rapproche de l'observateur. L'intervalle de temps entre deux observations sera donc alternativement de $T + \frac{2\Delta u}{c^2}$ et $T - \frac{2\Delta u}{c^2}$, T étant la demi-durée de révolution.

Si donc T et $\frac{2\Delta u}{c^2}$ sont du même ordre de grandeur, il sera impossible d'interpréter les observations d'après la loi de Képler. Or si la parallaxe de l'étoile est seulement de 0,1, ces deux durées sont du même ordre de grandeur.

L'existence des étoiles doubles spectroscopiques, le fait que dans la plupart des cas les vitesses radiales observées s'interprètent parfaitement dans l'hypothèse d'un mouvement képlérien, montrent ainsi qu'il faut admettre, contrairement à Ritz, la constance de la vitesse de la lumière.

F. CROZE.

ERICH MAYER. — **La méthode électrométrique pour la mesure des puissances aux fréquences de la télégraphie sans fil.** — P. 394-404.

Les wattmètres électrodynamiques, qui sont les plus répandus dans la pratique, ne peuvent être utilisés en haute fréquence, à cause de la grande self-induction de leurs bobines. Au contraire il ne paraît y avoir aucune objection fondamentale à l'emploi, en télégraphie sans fil, du wattmètre électrostatique. L'auteur a réalisé un instrument de ce genre à l'aide d'un électromètre binaire de Dolezalek (1).

Cet appareil comporte un système fixe et un système mobile, com-

(1) DOLEZALEK, *Annalen der Physik*, t. XXVI, p. 312, 312 ; — *J. de Phys.*, 4e série. t. IX, p. 59 ; 1910.

posés l'un et l'autre de deux secteurs symétriques isolés électriquement. Soit à mesurer la puissance consommée dans un circuit soumis à une différence de potentiel *e* et parcouru par un courant *i*. La tension *e* est appliquée entre les deux secteurs fixes ; les deux secteurs mobiles sont reliés respectivement aux extrémités d'une résistance non inductive parcourue par le courant *i*. De cette manière le système mobile est soumis à un couple de rotation proportionnel à *ei*.

L'auteur réalisa une série d'essais préliminaires en courant continu : il constata que les mesures donnaient des résultats corrects, pourvu que l'on prît la précaution d'éliminer par des commutations systématiques les anomalies dues aux dissymétries de l'instrument.

Pour pouvoir appliquer la méthode aux courants de haute fréquence, il fallait d'abord réaliser des résistances dont la self-induction et la capacité fussent négligeables. Dans ce but, l'auteur enroulait sur des feuilles de mica très minces (0cm,01) un ruban de constantan de 0cm,001 d'épaisseur. Il obtenait de la sorte des résistances dans lesquelles le conrant était sensiblement en phase avec la tension appliquée, même pour des longueurs d'onde de 140 mètres.

En raison des effets d'induction susceptibles de fausser les résultats obteuus en courant continu, il était utile de pouvoir étalonner le wattmètre électrostatique directement en haute fréquence. L'auteur expose en détail les difficultés des mesures et les précautions prises pour que le circuit oscillant, où était monté l'electromètre, restât invariable en forme et grandeur pendant le cours des expériences. Les résultats donnés dans le mémoire montrent que la précision obtenue atteignait 1 0/0. Comme application de la méthode, l'auteur a déterminé la valeur en haute fréquence (longueur d'onde : 140 mètres) de quelques résistances industrielles. Il a trouvé en particulier que les résistances du type de Feussner présentaient un acroissement de 20 0/0 par rapport à leur valeur en courant continu.

F. STREINTZ et A. WESELY. — Sur la résistance entre deux plaques métalliques en contact. — P. 489-497.

La résistance de passage entre deux surfaces métalliques dépend de la nature du métal, de la grandeur et de l'état des surfaces, de la pression exercée, de la durée du contact, de la température, de la différence du potentiel appliquée. Les auteurs ont opéré exclusive-

ment sur des disques en laiton soigneusement polis. La température ambiante pendant les expériences resta constante et égale à 20°. La résistance de passage était déterminée en mesurant la différence de potentiel entre les deux plaques de laiton d'une part et entre les bornes d'une résistance étalon parcourue par le même courant d'autre part. Il fallait nécessairement retrancher de la résistance ainsi obtenue celle d'un bloc de laiton de même forme et de mêmes dimensions que l'ensemble des deux disques en contact. Le voltmètre utilisé était un galvanomètre à miroir d'une sensibilité telle qu'elle permettait avec un courant d'un ampère de comparer les résistances à 0,1 microhm près.

Les auteurs mesurèrent les résistances de passage à différentes intensités et à diverses pressions avec des surfaces de contact circulaires de 2,6 ; 1,95 ; 1,77 ; 1,0 centimètre de diamètre. Les variations constatées en fonction de l'intensité de courant ne sont pas très importantes, et quand la pression atteint des valeurs assez grandes, la loi d'Ohm est sensiblement vérifiée. Au contraire la résistance de passage diminue d'abord très vite, puis plus lentement à mesure que la pression augmente : elle semble tendre vers une valeur limite nettement différente de zéro. Avec des cylindres en laiton de 2,6 et de 1 centimètre de diamètre, chargés l'un et l'autre d'un poids de 5 kilogrammes, les résistances de passage étaient respectivement de 55 et de 90 microhms. Il est à remarquer que la résistance de passage décroît et prend des valeurs plus stables quand la surface de contact est plus étendue.

Cette résistance observée dans le contact de deux surfaces métalliques de même nature proviendrait, d'après les auteurs, d'une pellicule d'air interposé. Pour vérifier cette hypothèse, ils ont recommencé leurs expériences dans un diélectrique différent. A cet effet, ils enduisaient les surfaces de laiton d'une mince couche d'huile fine. La résistance de passage est alors notablement plus faible que dans le cas de l'air et devient sensiblement nulle aux pressions élevées. Ce fait est d'accord avec les remarques de Kohlrausch et d'autres physiciens, qui ont constaté qu'on améliorait les contacts d'un rhéostat à manette en huilant légèrement les touches.

PAUL DE LA GORCE.

SUR LA VISCOSITÉ DE L'ATOME;

Par M. L. DÉCOMBE.

Je me propose aujourd'hui d'appliquer au problème particulier de la viscosité de l'atome les considérations générales que nous avons précédemment développées [1] relativement à l'origine et à la nature de la Dissipation de l'énergie. Notre but est de rattacher aux principes fondamentaux de la Mécanique rationnelle le terme de viscosité proportionnel à la vitesse dont les phénomènes diélectriques anormaux (résidus, chaleur de Siemens, etc.), aussi bien que ceux d'absorption lumineuse, révèlent empiriquement l'existence, et d'interpréter ensuite, à ce nouveau point de vue, la discontinuité du rayonnement révélée par l'étude expérimentale du corps noir.

I. — Nous assimilerons l'atome à un assemblage de *spectrons*, c'est-à-dire de petits systèmes dynamiques formés chacun par un certain nombre d'électrons gravitant sur une même orbite sous l'action d'une force centrale attirante proportionnelle à la distance. Soient : r le vecteur instantané d'un électron évoluant sur une orbite spectronique, x, y, z ses coordonnées relativement à trois axes rectangulaires ayant le centre attirant O pour origine, e la charge d'un électron prise en valeur absolue, $-K_1er$ la force attirante.

Faisons agir sur un tel système, considéré indépendamment du milieu auquel il appartient, un champ électrique fonction du temps dont les composantes suivant les trois axes soient, par exemple : $\xi(t)$, $\eta(t)$, $\zeta(t)$.

Le mouvement de l'électron sera défini par les équations suivantes :

$$(1) \qquad \begin{cases} m\dfrac{d^2x}{dt^2} = -K_1ex - e\xi(t), \\ m\dfrac{d^2y}{dt^2} = -K_1ey - e\eta(t), \\ m\dfrac{d^2z}{dt^2} = -K_1ez - e\zeta(t), \end{cases}$$

dont nous représenterons la solution générale par X, Y, Z. Cette solution se compose, comme on le sait, de l'intégrale générale x, y, z

[1] Voir ce vol. p. 89.

des équations sans second membre :

$$(2) \qquad \begin{cases} m\dfrac{d^2x}{dt^2} = -K_1ex, \\ m\dfrac{d^2y}{dt^2} = -K_1ey, \\ m\dfrac{d^2z}{dt^2} = -K_1ez, \end{cases}$$

à laquelle on doit ajouter une solution particulière u, v, w des équations complètes. Elle est donc de la forme :

$$(3) \qquad \begin{cases} X = x + u, \\ Y = y + v, \\ Z = z + w, \end{cases}$$

et représente, par conséquent, une rotation x, y, z (généralement elliptique) autour d'un centre O′ dont les coordonnées u, v, w satisfont, à chaque instant, aux relations :

$$(4) \qquad \begin{cases} m\dfrac{d^2u}{dt^2} = -K_1eu - e\xi(t), \\ m\dfrac{d^2v}{dt^2} = -K_1ev - e\eta(t), \\ m\dfrac{d^2w}{dt^2} = -K_1ew - e\zeta(t). \end{cases}$$

La rotation x, y, z définie par les équations (2) représente le mouvement orbital de l'électron. Le déplacement u, v, w défini par les équations (4) détermine le mouvement du centre de l'orbite ; c'est une fonction du champ qui doit évidemment s'annuler avec lui.

Lorsque le champ est constant, les coordonnées u, v, w sont elles-mêmes constantes et la rotation s'effectue autour d'un centre fixe O′ distinct du centre attirant O. Dans le cas général où le champ extérieur est variable, le vecteur OO′, lui-même variable, peut servir à chaque instant de mesure à la déformation instantanée du spectron. Le produit OO′ $\times$ ne, où n représente le nombre d'électrons évoluant sur l'orbite spectronique, en représente la polarisation instantanée [1]. Quant à la polarisation proprement dite (c'est-à-dire évaluée pour

---

(1) Nous supposons le centre attirant assimilable au point de vue des actions extérieures, à une charge positive $+ ne$ concentrée au point O. Nous examinerons dans un autre travail comment cette condition peut être conciliée avec la loi d'attraction proportionnelle à la distance.

l'unité de volume), elle s'exprime par

$$P = -\Sigma ne \times OO'$$

et elle a pour composantes suivant les trois axes [1]:

$$(5)\qquad \begin{cases} P_x = -\Sigma ne \,.\, u, \\ P_y = -\Sigma ne \,.\, v, \\ P_z = -\Sigma ne \,.\, w, \end{cases}$$

la sommation étant étendue à tous les spectrons contenus dans l'unité de volume (supposée très petite) [2].

Si l'on suppose que le déplacement u, v, w soit le même pour tous les spectrons compris dans l'unité de volume, on pourra écrire, au lieu de (5) :

$$(6)\qquad \begin{cases} P_x = -Neu, \\ P_y = -Nev, \\ P_z = -New, \end{cases}$$

N désignant le nombre d'électrons par unité de volume. Lorsqu'il n'en est pas ainsi, la relation (6) subsiste encore, mais à la condition d'y considérer u, v, w comme la valeur moyenne du déplacement OO' pour tous les spectrons contenus dans l'unité de volume.

Si nous envisageons maintenant le spectron dans le milieu matériel dont il fait partie, il faut tenir compte des actions qu'il supporte de la part des spectrons qui l'entourent. Nous admettrons avec Lorentz [3] que la résultante de ces actions sur l'unité de charge positive est proportionnelle à la polarisation, de sorte que, si l'on adopte les formules (6), il y aura lieu d'introduire dans les équations fonda-

---

(1) Le signe — résulte de la convention par laquelle e représente la charge absolue de l'électron.

(2) Pour plus de généralité, on pourrait définir la polarisation par les relations :

$$(5')\qquad P_x = -\Sigma e \,.\, X \qquad P_y = -\Sigma e \,.\, Y \qquad P_z = -\Sigma e \,.\, Z$$

X, Y, Z désignant les composantes du déplacement *total* de chaque électron relativement au centre attirant, la sommation étant alors étendue à tous les *électrons* contenus dans l'unité de volume. Il est aisé de voir que cette définition revient à celle que nous avons adoptée. Pour s'en convaincre, il suffit de remplacer, dans les relations (5'), X, Y, Z par leurs valeurs (3) et d'observer que :

$$\Sigma e \,.\, x = 0, \qquad \Sigma e \,.\, y = 0, \qquad \Sigma e \,.\, z = 0,$$

du moins si l'on admet que la valeur instantanée de l'argument de révolution n'est pas soumise à d'autre loi que celle du hasard, lorsqu'on passe d'un spectron quelconque à un spectron voisin.

(3) LORENTZ, *The theory of electrons*, p. 137.

mentales (1) une force auxiliaire (celle qui s'exerce sur la charge $-e$ d'un électron) ayant pour composantes :

$$a.Ne^2u,$$
$$a.Ne^2v,$$
$$a.Ne^2w,$$

a désignant une constante positive à laquelle la théorie assigne, du moins dans le cas où les spectrons sont répartis suivant une loi cubique régulière une valeur égale à $\frac{1}{3}$ (1).

Dans ces conditions, les équations (2) subsistent inaltérées et les équations (4) prennent la forme (2) :

$$(4_1)\quad \begin{cases} m\dfrac{d^2u}{dt^2} = -K'_1eu - e\xi(t), \\ m\dfrac{d^2v}{dt^2} = -K'_1ev - e\eta(t), \\ m\dfrac{d^2w}{dt^2} = -K'_1ew - e\zeta(t), \end{cases}$$

K'_1 désignant un nouveau coefficient défini par

$$(7)\qquad K'_1 = K_1 - aNe.$$

La pulsation propre du spectron $\left(\omega = \frac{2\pi}{T}\right)$ a donc pour expression :

$$\omega_1 = \sqrt{K_1\frac{e}{m}} \qquad \text{ou} \qquad \omega'_1 = \sqrt{K'_1\frac{e}{m}},$$

suivant qu'on le considère isolément ou dans le milieu dont il fait partie et l'on voit que $\omega'_1 < \omega_1$. La rotation orbitale est donc ralentie par la présence du milieu matériel entourant chaque spectron.

Les relations précédentes peuvent encore s'écrire :

$$(8)\qquad m\omega_1^2 = K_1e, \qquad m\omega_1'^2 = K'_1e.$$

(1) LORENTZ, *loc. cit.*, p. 138.

(2) L'équation du mouvement projeté suivant Ox par exemple est alors, en effet :

$$m\frac{d^2X}{dt^2} = -K_1eX + aNe^2u - e\xi(t) \qquad \text{avec} \qquad X = x + u,$$

et elle se dédouble conformément à (2) et (4_1) si l'on considère la rotation x, y, z comme indépendante du déplacement u, v, w.

II. — Supposons maintenant, conformément à l'hypothèse que nous avons faite touchant l'origine de la Dissipation de l'énergie, que le mouvement orbital des électrons d'une part et le mouvement du centre O′ d'autre part soient affectés de très petites discontinuités ne tombant pas sous l'observation. Dans ces conditions, il y a lieu, conformément au mécanisme que nous avons rattaché au principe de l'indépendance de l'état de repos ou de mouvement, de remplacer dans les équations (2) x, y, z par

$$x + \tau_1 \frac{dx}{dt}, \qquad y + \tau_1 \frac{dy}{dt}, \qquad z + \tau_1 \frac{dz}{dt},$$

et dans les équations (4_1), u, v, w par

$$u + \tau \frac{du}{dt}, \qquad v + \tau \frac{dv}{dt}, \qquad w + \tau \frac{dw}{dt},$$

τ_1 et τ désignant des quantités très petites, mais finies, qu'il appartient à l'expérience de déterminer ([1]). On obtient ainsi, d'une part :

$$(2') \quad \begin{cases} m \dfrac{d^2x}{dt^2} = - K_1 ex - K_1 e\tau_1 \dfrac{dx}{dt}, \\ m \dfrac{d^2y}{dt^2} = - K_1 ey - K_1 e\tau_1 \dfrac{dy}{dt}, \\ m \dfrac{d^2z}{dt^2} = - K_1 ez - K_1 e\tau_1 \dfrac{dz}{dt}, \end{cases}$$

et, d'autre part :

$$(4') \quad \begin{cases} m \dfrac{d^2u}{dt^2} = - K'_1 eu - K'_1 e\tau \dfrac{du}{dt} - e\xi(t), \\ m \dfrac{d^2v}{dt^2} = - K'_1 ev - K'_1 e\tau \dfrac{dv}{dt} - e\eta(t), \\ m \dfrac{d^2w}{dt^2} = - K'_1 ew - K'_1 \tau \dfrac{dw}{dt} - e\zeta(t). \end{cases}$$

Le mouvement de l'électron est alors représenté par une rotation *amortie* (2′) autour d'un certain centre O′ et celui-ci effectue (relativement au centre attirant O) un mouvement défini par la solution particulière des équations (4′) qui répond à la nature du problème. On reconnaît dans ces dernières les relations sur lesquelles Lorentz a empiriquement fondé la théorie de l'absorption lumineuse et qui

---

(1) Voir ce vol., p. 89. — Cette manière de procéder suppose que les discontinuités orbitales et les discontinuités affectant le mouvement du centre de l'orbite sont indépendantes.

ont servi, d'autre part, à édifier une théorie des phénomènes diélectriques résiduels (1). La solution particulière des équations (4') doit être choisie de manière à s'évanouir en même temps que le champ. Dans ce cas, la rotation propre de l'électron subsiste seule et s'effectue autour du centre attirant lui-même.

Si l'atome est entouré d'une enceinte à température constante, il tend à s'établir une sorte d'équilibre stationnaire à la suite duquel les termes amortissants de la rotation (2) peuvent être considérés comme exactement compensés, à chaque instant, par le rayonnement de l'enceinte. Si cette enceinte est au zéro absolu et, par conséquent, incapable de rayonner, les termes amortissants subsistent et ne tardent pas à anéantir la rotation, conformément au résultat expérimental d'après lequel une substance quelconque placée à l'intérieur d'une enceinte au zéro absolu finit par prendre elle-même cette température.

Un cas très étendu est celui où le champ extérieur est assez lentement variable pour que l'on puisse, dans les équations (4'), considérer $\frac{d^2u}{dt^2}, \frac{d^2v}{dt^2}, \frac{d^2w}{dt^2}$ comme négligeables. Ces équations admettent alors la solution particulière :

$$(9) \qquad \begin{aligned} u &= -\xi(t-\tau)\times\frac{1}{K_1'}, \\ v &= -\eta(t-\tau)\times\frac{1}{K_1'}, \\ w &= -\zeta(t-\tau)\times\frac{1}{K_1'}, \end{aligned}$$

qui représente un déplacement (u, v, w) proportionnel au champ (2), mais constamment en retard sur ce dernier de la très petite quantité τ. Ce cas est celui des phénomènes diélectriques résiduels. Nous l'avons longuement traité dans un mémoire antérieur (3).

Reste le cas où la rapidité de variation du champ extérieur est du même ordre de grandeur que celle du mouvement propre des électrons et où, par conséquent, les accélérations $\frac{d^2u}{dt^2}, \frac{d^2v}{dt^2}, \frac{d^2w}{dt^2}$ ne sont

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 181 ; 1912. — Il serait facile de faire apparaître dans ces équations les composantes de la polarisation définies par les relations (6).

(2) Pour simplifier le langage, nous entendrons par *champ* la force exercée par le champ sur l'électron négatif. Le sens de cette force sera donc opposé à celui du champ proprement dit.

(3) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 181 ; 1912.

pas négligeables. C'est le cas de l'absorption lumineuse sur lequel nous désirons insister plus particulièrement aujourd'hui.

III. — A cet effet, supposons le champ extérieur sinusoïdal et explicitons, dans cette hypothèse, les formules du problème. Soient :

$$(10) \quad \xi(t) = E_x \sin \omega t; \qquad \eta(t) = E_y \sin \omega t; \qquad \zeta(t) = E_z \sin \omega t,$$

les composantes du vecteur électrique de l'onde incidente. La solution particulière des équations (4') qui répond à la nature du problème est alors la suivante :

$$(11) \quad \begin{cases} u = -\dfrac{eE_x}{R} \sin(\omega t - \alpha), \\ v = -\dfrac{eE_y}{R} \sin(\omega t - \alpha), \\ w = -\dfrac{eE_z}{R} \sin(\omega t - \alpha), \end{cases}$$

dans laquelle α et R sont définis par les relations suivantes :

$$(12) \quad \begin{cases} \operatorname{tang} \alpha = \dfrac{\omega\tau \,.\, \omega_1'^2}{\omega_1'^2 - \omega^2}, \\ R = m\sqrt{\omega^2\tau^2 \,.\, \omega_1'^4 + (\omega_1'^2 - \omega^2)^2}. \end{cases}$$

Le mouvement du centre orbital a donc même période que le champ incident, mais il est décalé par rapport à ce dernier d'un certain angle α défini par la première des relations (12).

Le travail effectué par le champ extérieur a d'ailleurs pour expression :

$$-\left[e\xi(t)\,du + e\eta(t)\,dv + e\zeta(t)\,d\omega\right]$$

et il est égal en vertu de (4') à :

$$m\left(\frac{d^2u}{dt^2}\cdot\frac{du}{dt} + \frac{d^2v}{dt^2}\cdot\frac{dv}{dt} + \frac{d^2w}{dt^2}\cdot\frac{dw}{dt}\right)dt + K_1'e(udu + vdv + wdw)$$
$$+ K_1'e\tau\left[\left(\frac{du}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dw}{dt}\right)^2\right]dt.$$

Cette expression, intégrée pendant une période T, se réduit à la quantité essentiellement positive :

$$W = K_1'e\tau\int_0^T \left[\left(\frac{du}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dv}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dw}{dt}\right)^2\right]dt,$$

qui représente la chaleur W dissipée pendant une période du champ incident. En tenant compte des équations (8), (11) et (12), on trouve pour la chaleur W_1 dissipée *pendant l'unité de temps :*

$$(13) \qquad W_1 = \frac{\tau}{2}\left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{mE^2\omega^2\omega_1'^2}{\tau^2\omega^2\omega_1'^4 + (\omega_1'^2 - \omega^2)^2}$$

Discussion. — Pour discuter les formules précédentes, nous supposerons donnée la pulsation (ω_1') du spectron et nous ferons varier de 0 à l'infini celle (ω) du champ incident. Plusieurs cas sont à distinguer :

Premier cas : La pulsation incidente est nulle ou infiniment petite. — Les formules (12) et (13) donnent alors :

$$\alpha = 0, \qquad R = m\omega_1'^2, \qquad W_1 = 0.$$

Ce cas est celui de la réversibilité. Le spectron se déforme avec une vitesse infiniment petite qui reste constamment en phase avec celle du champ incident. La chaleur dissipée est nulle ou du second ordre.

Deuxième cas : La pulsation incidente est finie, mais négligeable devant la pulsation propre (ω_1') du spectron. — C'est le cas de la chaleur de Siemens proprement dite. On déduit alors des formules (12) et (13), α étant très petit :

$$(14) \qquad \left\{ \begin{aligned} \alpha &= \omega\tau \\ R &= m\omega_1'^2 \\ W_1 &= \pi\alpha \frac{e^2E^2}{m\omega_1'^2}\frac{1}{T}. \end{aligned} \right.$$

La chaleur dissipée pendant une période T du champ incident a donc pour expression $\pi\alpha \frac{e^2E^2}{m\omega_1'^2}$. Pour retrouver la loi expérimentale de Steinmetz et Hochstädter [1], d'après laquelle cette quantité est indépendante de la période T, il faut admettre que α, c'est-à-dire $\omega\tau = \frac{2\pi}{T}\tau$, est lui-même indépendant de T. *Nous apprenons ainsi que la quantité* τ (*dont nous ne savions rien a priori*) *est proportionnelle à la période du champ incident*. Nous désignerons par φ cette valeur

(1) Voir *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 181 ; 1912.

de α indépendante de T, et nous poserons :

$$\varphi = \omega\tau.$$

Troisième cas : **La pulsation incidente (ω) est du même ordre de grandeur que la pulsation propre (ω'_1) du spectron.** — Ce cas est celui de l'absorption lumineuse.

Pour pouvoir discuter complètement les formules (12) et (13), il faudrait savoir de quelle manière la quantité τ dépend *alors* de ω. L'expérience seule pourrait (et indirectement, bien entendu) fournir à cet égard les indications nécessaires. On peut toutefois observer que, pour $\omega = \omega'_1$, tang α devient infinie et, par suite, α égal à $\frac{\pi}{2}$. La déformation du spectron est alors en quadrature avec le champ et la chaleur dissipée pendant l'unité de temps se réduit à :

$$W_1 = \frac{1}{2\tau}\left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{mE^2}{\omega_1'^2} = \frac{1}{2\tau}\left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{mE^2}{\omega^2}.$$

Pour $\omega = \infty$, α tend vers π et W_1 vers zéro.

Si l'on veut pousser plus avant la discussion, il faut introduire une hypothèse relativement à la loi de variation de τ. La plus simple que l'on puisse faire à ce sujet paraît être d'admettre que la quantité τ reste liée à ω par la même relation :

$$\varphi = \omega\tau,$$

que pour les très faibles pulsations incidentes. Les formules (12) et (13) s'écrivent alors :

$$(15)\qquad \left\{\begin{aligned} \text{tang}\,\alpha &= \frac{\varphi\omega_1'^2}{\omega_1'^2 - \omega^2}, \\ R &= m\sqrt{\varphi^2\omega_1'^4 + (\omega_1'^2 - \omega^2)^2}, \\ W_1 &= \frac{\varphi}{2}\left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{mE^2\omega\omega_1'^2}{\varphi^2\omega_1'^4 + (\omega_1'^2 - \omega^2)^2}, \end{aligned}\right.$$

et la discussion peut se poursuivre complètement, φ étant considéré comme indépendant de ω.

On voit alors sans difficultés que le décalage α, d'abord très petit (pour les faibles pulsations), croît avec ω et devient égal à $\frac{\pi}{2}$ pour $\omega = \omega'_1$. Il continue ensuite à croître et tend finalement vers la li-

mite π lorsque ω devient infini. Dans le même temps, la chaleur dissipée augmente, passe par un maximum pour

$$\omega^2 = \frac{\omega_1'^2}{3}(1 + \sqrt{4 + 3\varphi^2}),$$

puis décroît indéfiniment.

IV. — Il importe d'insister sur plusieurs points qui caractérisent essentiellement notre théorie.

En premier lieu, le mouvement de l'électron s'y décompose en une rotation autour d'un centre *qui se déplace lui-même constamment* sous l'action du champ extérieur supposé variable. Cette manière d'envisager les choses diffère notablement du point de vue habituel d'après lequel le mouvement de l'électron serait complètement représenté par la seule solution particulière des équations (1'). On conçoit aisément que la considération simultanée des équations (2') et (4') puisse donner à la théorie une souplesse particulière. Au reste, il semble bien que ce point de vue, d'ailleurs plus général, corresponde à une représentation des faits en conformité plus étroite avec la réalité.

En second lieu, le terme de viscosité proportionnel à la vitesse, au lieu de s'introduire empiriquement, est étroitement rattaché au principe de l'indépendance de l'état de repos ou de mouvement considéré sous la forme générale qui lui est attribuable lorsque le mouvement des particules matérielles ne tombant pas sous l'observation est affecté de très petites discontinuités.

Enfin, ces discontinuités paraissent elles-mêmes pouvoir être attribuées à un mouvement irrégulier d'agitation de faible amplitude dont seraient animés, d'une part, les électrons dans leur mouvement orbital et, d'autre part, le centre même de l'orbite dans son mouvement autour du centre attirant. Ce double mouvement d'agitation (qui ne s'oppose nullement, d'ailleurs, à l'existence d'une agttation propre de l'atome ou de la molécule), compléterait d'une manière intéressante l'image que nous pouvons nous faire de l'agitation calorifique telle qu'elle paraît devoir exister à l'intérieur des corps.

Si l'on veut essayer d'approfondir le mécanisme de la viscosité, on pourra admettre, par exemple, que l'agitation orbitale des électrons tend spontanément vers une sorte de régime stationnaire fonction de la déformation spectronique instantanée mesurée par le vecteur OO'

(u, v, w). On conçoit très bien alors que si le champ électrique et, par suite, la déformation OO′, ne restent pas constants, les réactions mutuelles des électrons dans leur mouvement d'agitation tendent à s'opposer à la réalisation instantanée de l'état de régime qui correspond successivement aux diverses valeurs de la déformation et qu'il en puisse résulter, entre les électrons, des réactions supplémentaires d'autant plus importantes que la vitesse de déformation est plus grande. C'est à ces réactions supplémentaires, qui disparaîtraient d'ailleurs dans une déformation dont la vitesse serait infiniment petite (l'état de régime pouvant alors être considéré comme réalisé à chaque instant), qu'il faudrait attribuer l'énergie dissipée dans toute déformation atomique accomplie avec une vitesse finie et rapporter, suivant notre hypothèse fondamentale (1), l'origine de la chaleur thermodynamique non compensée.

Il convient de rappeler que la théorie électronique prévoit, pour le mouvement orbital d'un électron, un terme résistant proportionnel à la vitesse, mais que ce terme est beaucoup trop petit pour pouvoir servir d'explication à l'absorption lumineuse. Après avoir essayé d'interpréter cette dernière au moyen des perturbations que les chocs moléculaires détermineraient dans les vibrations électroniques, Lorentz conclut en ces termes: *We must conclude from this that there are causes* IN THE INTERIOR OF A MOLECULE *by which the regularity of the vibration is disturbed sooner that it would be by the molecular impacts. We cannot pretend therefore to have satisfactorily elucidated the phenomen of absorption; its true cause remains yet to be discovered* (2).

Les considérations développées dans le présent travail tendraient à montrer que l'agitation électronique orbitale (dont toutes les théories actuelles font abstraction) pourrait précisément représenter cette cause intérieure d'amortissement si bien pressentie par l'illustre physicien de Leyde. Nous ne nous dissimulons pas d'ailleurs que notre hypothèse relative à l'origine et à la nature de la dissipation de l'énergie, tout en paraissant répondre, au moins dans une certaine mesure, aux désidérata récemment exprimés par le même savant relative-

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. I, p. 359; 1911.

(2) *Nous devons conclure de ceci qu'il y a,* DANS L'INTÉRIEUR D'UNE MOLÉCULE, *des causes par lesquelles la régularité de la vibration est troublée plus tôt qu'elle ne le serait par les chocs moléculaires. Nous ne pouvons prétendre, par conséquent, avoir élucidé d'une manière satisfaisante le phénomène de l'absorption ; sa cause véritable est encore à découvrir.* (*Theory of electrons*, p. 142.)

ment à l'importance fondamentale d'une théorie électronique de la viscosité (1), doive être considérée plutôt comme un essai dont le développement complet paraît devoir encore exiger de très laborieux efforts.

V. — Une conséquence très remarquable de notre théorie consiste dans ce fait que l'énergie spectrale doit être envisagée comme présentant, elle aussi, des discontinuités qui correspondent à celles dont on suppose le mouvement orbital affecté. L'énergie spectrale peut être considérée, en effet, comme représentant l'énergie rayonnée par l'électron dans son mouvement orbital. Or les petites discontinuités qui sont censées affecter ce mouvement ne permettent pas d'envisager un élément de trajectoire inférieur à celui :

$$\Delta x = \tau_1 \frac{dx}{dt}, \qquad \Delta y = \tau_1 \frac{dy}{dt}, \qquad \Delta z = \tau_1 \frac{dz}{dt}$$

qui correspond à l'élément de temps τ_1 ni, par conséquent, un travail de viscosité inférieur à la quantité :

$$\text{(16)} \qquad \varepsilon' = K_1 e \tau_1 \frac{dx}{dt}\left(\tau_1 \frac{dx}{dt}\right) + \dots$$

Telle serait donc aussi la valeur finie de l'élément d'énergie spectrale. On peut d'ailleurs écrire :

$$\text{(17)} \qquad \varepsilon' = K_1 e \tau_1^2 v^2,$$

v désignant la vitesse orbitale instantanée.

Si l'on attribue les petites discontinuités à l'agitation électronique, on pourra dire que l'énergie spectrale est affectée de fluctuations, inaccessibles à l'observation, qui ne permettent pas d'attribuer à l'élément d'énergie spectrale une valeur inférieure à la quantité ci-dessus.

Il est intéressant d'observer que, dans cette hypothèse de l'agitation électronique, la discontinuité dont nous avons admis l'existence *n'implique en aucune façon une discontinuité réelle de l'énergie considérée en soi*. Elle résulte simplement de la définition particulière de l'énergie spectrale qui lui confère, au regard des fluctuations dont elle est affectée, le caractère d'une grandeur contrôlable ou apparente.

(1) Conférences faites au Collège de France, 1912.

Remplaçons maintenant dans l'expression (17) $K_1 e$ par la quantité égale $m\omega_1^2$. Nous obtenons :

(18) $$\varepsilon' = m\omega_1^2 \tau_1^2 v^2.$$

Si, par analogie avec la relation $\varphi = \omega\tau$ que nous avons rattachée aux expériences de Steinmetz et de Höchstädter, nous admettons que l'on ait par exemple :

$$\omega_1 \tau_1 = \varphi_1$$

φ_1 désignant une constante indépendante de la pulsation ω_1 on pourra écrire :

(18) $$\varepsilon' = \varphi_1^2 \, . \, mv^2,$$

et la valeur moyenne de ε' s'obtiendra en remplaçant dans cette expression mv^2 par sa valeur moyenne $\frac{m(a^2 + b^2)}{2T^2}$ égale à l'énergie propre ε de l'électron dans sa rotation orbitale (1). En adoptant pour cette dernière l'expression $\frac{h}{T}$ à laquelle nous a conduit la théorie spectronique de la gravitation (2), on trouve, pour la valeur moyenne de ε', une expression de la forme :

$$\varepsilon' = \frac{h'}{T},$$

où $h' = h\varphi_1^2$.

Or, si l'on assimile φ_1 à une constante universelle, cette expression est identique à celle obtenue par Planck pour l'élément d'énergie radiée par le corps noir.

La relation $\varphi_1 = \omega_1\tau_1$ présenterait ainsi un caractère fondamental et universel dont il est inutile de faire ressortir l'importance. Il y aurait donc lieu, après l'avoir soumise à une discussion plus approfondie, d'en déterminer, s'il se peut, la signification et la portée. Ce pourrait être l'objet de nouvelles et, sans doute, intéressantes recherches.

---

(1) a et b désignent les demi-axes de l'ellipse orbitale.

(2) L. Décombe, *C. R.*, mars 1913.

LES CLASSIFICATIONS DES SPECTRES D'APRÈS LEUR STRUCTURE ET LEURS VARIATIONS MAGNÉTIQUES;

Par M. Fr. CROZE.

I

1. *Le relevé des spectres.* — Le premier problème de la spectroscopie consiste dans le relevé des spectres des différents corps, simples ou composés. A cet effet, les radiations émises ou absorbées sont d'abord séparées au moyen d'un appareil dispersif, puis admises dans un récepteur qui les enregistre, en manifestant la quantité d'énergie à laquelle elles correspondent.

Cette énergie peut être caractérisée par les sensations qu'elle excite dans notre œil. Ce procédé, qui est le plus direct, n'est applicable qu'aux radiations dont la longueur d'onde est comprise entre $0^{\mu},4$ et $0^{\mu},8$ qui forment le *spectre visible*. Une méthode tout à fait générale est la méthode thermique, qui consiste à recevoir l'énergie des radiations sous la forme de chaleur. Elle permet d'explorer le spectre d'un corps dans toute son étendue, mais elle ne peut en donner une représentation précise et détaillée que si les radiations considérées sont relativement intenses et suffisamment séparées l'une de l'autre dans l'échelle des longueurs d'onde. La méthode photographique, d'après laquelle l'énergie des radiations est décelée par son action chimique, permet, au contraire, de saisir les plus délicates structures des spectres ; grâce au fait qu'elle intègre l'action pendant autant de temps qu'on le désire, elle rend possible, l'enregistrement des radiations les plus faibles. Malheureusement, si les plaques photographiques sont très sensibles aux radiations de longueur d'onde plus courtes que $0^{\mu},5$, elles le sont beaucoup moins aux longueurs d'onde plus grandes, et, malgré les progrès réalisés dans les procédés de sensibilisation, elles n'ont jamais pu dépasser $1^{\mu},4$. C'est pourquoi, dans la région comprise entre $0^{\mu},8$ et $2\,\mu$, certains physiciens ont employé une méthode plus complexe : la méthode phosphorographique. Une plaque enduite d'une substance, — le sulfure de zinc par exemple, — dont la phosphorescence est d'abord excitée par de la lumière de courte longueur d'onde, est ensuite exposée à ces radiations infra-rouges. Aux points frappés par ces

radiations la phosphorescence, d'abord intensifiée comme par une élévation de température, est bientôt détruite. On obtient ainsi un spectre en sombre sur fond clair que l'on peut photographier par contact avec une plaque photographique. Les spectres ainsi obtenus sont d'ailleurs moins bien définis que ceux que donne la méthode photographique et ne contiennent que les radiations les plus intenses.

L'emploi de la méthode photographique a permis de faire dans la région des courtes longueurs d'onde des relevés à la fois précis et complets des spectres d'à peu près tous les corps. Pour les longueurs d'onde comprises entre $0^{\mu},5$ et $0^{\mu},8$, si, grâce à l'introduction des plaques panchromatiques, nous connaissons déjà avec une grande précision les spectres des métaux, nos connaissances sur les spectres des gaz présentent encore bien des lacunes. Enfin, pour les longueurs d'onde plus grandes que $0^{\mu},8$, malgré l'emploi combiné des méthodes thermique, photographique et phosphorographique, nous ne connaissons guère, jusque vers 6 μ, que les radiations les plus intenses des métaux et des gaz.

2. *La classification des spectres.* — Le relevé des spectres des différents corps doit aboutir à une classification naturelle de ces spectres et des radiations qui les constituent. Grâce aux efforts d'un grand nombre de physiciens, les grandes lignes de cette classification sont à peu près fixées.

Au point de vue de leur structure, on distingue trois grandes classes de spectres, qui se différencient nettement quand on observe avec des appareils de faible dispersion. Les uns se présentent comme de larges bandes continues dans lesquelles la courbe des intensités admet souvent un seul maximum mais quelquefois en présente plusieurs : ce sont les *spectres continus*. Quand ces maxima sont séparés par des intervalles, dans lesquels l'émission ou l'absorption est sensiblement nulle, chacun d'eux constitue une bande, et le spectre est un *spectre de bandes*. Fréquemment ces bandes sont d'une étroitesse extrême ; et si l'on a eu soin de ne laisser pénétrer la lumière de la source dans l'appareil dispersif que par une fente étroite, ces bandes prennent l'aspect de lignes ou raies, parallèles à la fente ; dans ce cas on a un *spectre de lignes*.

3. *Les spectres de lignes.* — Les spectres de lignes sont actuellement les mieux connus.

On peut les diviser au moins provisoirement en trois catégories.

Les spectres de la première sont constitués par des raies distri-

buées en séries qui convergent vers les courtes longueurs d'onde et d'autant moins intenses qu'elles sont plus proches de la limite de la série.

On distingue généralement trois groupes de séries : le groupe principal et deux groupes dits secondaires, chaque groupe comprenant suivant les cas une, deux ou même trois séries de raies, accompagnées, dans le premier groupe secondaire, de raies satellites en nombre variable. W. Ritz a adjoint à ce système fondamental le système des *séries de combinaison*, dont les plus importantes sont les séries trouvées d'abord par Bergmann dans l'infra-rouge. Toutes ces séries sont représentées à l'échelle des fréquences ν par des formules de la même forme générale (Ritz) :

$$\frac{\nu}{N_0} = \frac{1}{\left(n + a + \frac{b}{n^2}\right)^2} - \frac{1}{\left(m + a' + \frac{b'}{m^2}\right)^2},$$

où N_0 est une constante universelle a', b', a, b sont des constantes caractéristiques de chaque série, n et m étant des nombres multiples de $\frac{1}{2}$ dont l'un est constant dans la série tandis que l'autre prend des valeurs croissant d'une unité pour chacun des termes successifs de la série.

Dans les spectres de la deuxième catégorie, les raies forment des groupes caractérisés par la constance de l'intervalle, exprimé en fréquences de vibrations, des raies consécutives de chaque groupe.

Il est enfin un grand nombre de spectres de lignes dans lesquels les raies semblent distribuées sans aucun ordre : ils forment, au moins provisoirement, une troisième catégorie.

4. *Spectres de bandes.* — Les spectres de bandes présentent des apparences plus complexes que les spectres de lignes. On distingue d'abord deux types généraux de spectres de bandes. Certaines bandes, en effet, se résolvent en raies fines quand on les examine avec des appareils d'une dispersion suffisante : ce sont les *bandes résolubles*. D'autres, au contraire, ne sont *pas résolubles*, même avec les plus hautes dispersions employées.

Le seul caractère de structure qui permette de classer les spectres de ce dernier type réside dans la distribution des intensités à l'intérieur de chaque bande. On trouve des bandes qui ont leur maximum d'intensité en leur centre et sont dégradées de part et d'autre de ce

centre : on les appelle *bandes symétriques*. Dans la plupart des cas cependant le maximum d'intensité se trouve sur l'un des bords de la bande, qui présente l'aspect d'une *arête* nettement tranchée, à partir de laquelle l'intensité va graduellement en décroissant jusqu'à l'autre bord, avec quelquefois des maxima secondaires : ce sont les *bandes à arêtes*.

Il est possible de préciser cette classification quand on a affaire à des bandes résolubles. Le plus souvent une bande commence par une ou plusieurs raies très intenses d'où partent des séries de raies plus ou moins enchevêtrées qui vont en s'écartant et en s'affaiblissant à mesure qu'on s'éloigne de l'origine. Il arrive quelquefois que le commencement de la bande conserve l'aspect d'une arête nettement tranchée, quelle que soit la dispersion employée : on a alors une véritable *bande à arête*. Mais, d'autres fois, l'arête se détache de moins en moins nettement et va jusqu'à se fondre presque complètement avec les autres raies du spectre, à mesure que la dispersion augmente. Konen (1) appelle les bandes de cette catégorie *bandes à fausses arêtes*. Enfin, dans certains cas, l'ensemble d'une bande présente l'aspect d'un amas de raies enchevêtrées plus serrées et plus intenses vers le centre de l'amas. Konen les désigne sous le nom de *bandes diffuses*, bien qu'on puisse les considérer comme résultant de la superposition de deux bandes à arêtes dirigées en sens inverse l'une de l'autre.

La distribution dans le spectre des maxima des bandes diffuses, de même que la distribution des raies à l'intérieur de ces bandes est mal connue. Nous avons beaucoup plus de données sur les bandes à arêtes ou à fausses arêtes. Toutes les fois qu'un spectre de l'une de ces deux catégories contient un assez grand nombre de bandes, pour qu'une loi de distribution ait pu être établie avec certitude, on trouve que les arêtes forment des séries dans lesquelles l'intervalle de deux termes consécutifs va en croissant en progression arithmétique. C'est la troisième loi de Deslandres, qui s'applique aussi bien aux bandes non résolubles qu'aux bandes résolubles.

Pour la distribution des raies à l'intérieur des bandes à arêtes et résolubles, deux conceptions toutes différentes se sont fait jour. D'après M. Deslandres, les bandes se résolvent en séries de raies qui partent de l'arête et dans lesquelles les intervalles vont toujours en

(1) Konen, *Das Leuchten der Gase und Dämpfe*, Brunschweig, 1913.

croissant en progression arithmétique, avec des perturbations accidentelles. L'ensemble d'un spectre de bandes peut être représenté par la formule

$$N = f(n^2, p^2)m^2 + Bn^2 + \varphi(p^2)$$

où les paramètres m, n et p prennent les valeurs des nombres entiers. Les bandes qui dépendent d'une même valeur du paramètre p présentent les mêmes perturbations (¹). Cette conception s'appuie sur de nombreuses observations et semble valable au moins en première approximation pour les bandes dans lesquelles les séries n'ont pas plus de 50 ou 60 termes. D'après Thiele, au contraire, les intervalles dans chaque série iraient d'abord en croissant, passeraient ensuite par un maximum pour décroître ensuite indéfiniment jusqu'à un point d'accumulation appelée la *queue* de la bande. En fait, on a constaté dans certaines bandes l'existence d'un maximum de l'intervalle, on a même trouvé des amas de raies qui pourraient être considérées comme les *queues* postulées par la théorie de Thiele.

Mais la légitimité de la coordination en un même système de ces queues avec des arêtes ou têtes de bandes n'a pas encore été démontrée, car on n'a encore jamais pu suivre sans discontinuité une bande depuis sa tête jusqu'à sa queue supposée (²). Il résulte de là que la véritable loi de distribution des raies à l'intérieur des bandes à arêtes reste encore à trouver.

5° *Les variations caractéristiques des spectres.* — Les classifications de spectres et de raies fondées sur des considérations de structure sont très commodes; mais pour qu'elles acquièrent une véritable signification physique, il est nécessaire qu'on puisse les retrouver lorsqu'on considère les circonstances de production des spectres et les variations des spectres corrélatives des variations de ces circonstances. Cette étude est encore relativement peu avancée. Quelques points sont cependant déjà hors de doute.

On avait cru d'abord à une différence radicale entre les spectres de lignes et les spectres de bandes. En effet, Zeeman, qui avait trouvé le changement que subit un spectre de lignes, lorsque la source lumineuse était placée dans un champ magnétique, n'avait pu déceler aucun changement dans le spectre de la vapeur d'iode.

(¹) Deslandres, *C. R.*, t. CXXXVIII, p. 317; 1904; — Deslandres et d'Azambuja, *C. R.*, t. CLVII, p. 671-678; 1913.
(²) Weiss, *Radium*, t. VIII, p. 177-180.

Les résultats de ses observations avaient été confirmés et étendus à d'autres cas par les recherches de H. Becquerel et Deslandres, de Michelson, de Kayser et Runge et de Purvis. D'un autre côté, Humphreys avait constaté que les raies des spectres de lignes se déplaçaient sous l'influence de la pression, tandis que les raies des spectres de bandes ne subissaient pas ce déplacement. Enfin Stark, observant les spectres dans les rayons-canaux avait pu déceler, dans le cas des spectres de lignes, un effet Döppler, qu'on n'a pas retrouvé dans les spectres de bandes.

Mais depuis, on a trouvé des bandes d'émission considérées comme non résolubles et des raies appartenant à des bandes d'absorption résolubles qui présentaient le phénomène Zeeman ou qui se déplaçaient avec la pression. Et tout récemment M. Fortrat [1] a montré que les bandes, qui ne présentent pas l'effet Zeeman proprement dit, sont cependant faiblement modifiées par le champ magnétique. Certains spectres de bandes doivent donc être rapprochés des spectres de lignes.

Si on considère séparément chacune de ces deux grandes classes de spectres, on retrouve en général des relations étroites entre les variations des raies ou bandes qui les constituent et leurs lois de distribution. Pour ce qui regarde les spectres de bandes, leur étude à ce point de vue est encore peu avancée et il serait prématuré d'apporter des conclusions générales.

Nous avons des données plus étendues sur la façon dont se comportent les diverses catégories de spectres de lignes, surtout en ce qui concerne le phénomène de Zeeman et même l'effet Döppler de Stark. Les classifications des raies en séries dans les spectres de la première catégorie s'est trouvée confirmée d'une façon éclatante [2]. En effet les raies d'un même corps appartenant à la même série présentent des changements magnétiques identiques et de même grandeur dans l'échelle des fréquences, elles donnent aussi le même effet Döppler. De plus, dans les séries principales et les deuxièmes séries secondaires, où les raies principales ne sont pas accompagnées de raies satellites en nombre variable d'un corps à un autre, les changements magnétiques sont encore les mêmes quand on considère les séries correspondantes dans les spectres des différents

---

(1) Fortrat, *C. R.*, t. CLVI, p. 1459-1461 ; 1913.

(2) Voir pour cette question : Cotton, *Radium*, t. VIII, p. 33-43 ; 1911.

éléments. Lorsqu'on passe aux spectres des deux autres catégories, on ne trouve plus la même régularité. Dans le cas des spectres de la deuxième catégorie, les séparations magnétiques ne semblent pas directement liées à la distribution des raies en groupes. Quant aux spectres de la troisième catégorie, pour lesquels on ne connaît aucune loi de distribution, leurs raies donnent le plus souvent des triplets purs, mais dont l'écart varie dans de larges limites. On remarque seulement que les écarts les plus fréquents atteignent une valeur égale à une fois et demie celle de l'écart normal de Lorentz.

6° *La théorie de l'origine des spectres.* — La troisième étape de la recherche spectroscopique serait la constitution d'une théorie synthétique de l'origine, de la structure et des variations des spectres. Les données expérimentales dont nous disposons sont nombreuses, mais disparates et malgré tout incomplètes, et leur classification est encore trop peu avancée pour qu'une telle théorie puisse à l'heure actuelle être édifiée sur des bases suffisamment solides. Les théories qui existent actuellement n'expliquent chacune qu'une faible partie des faits observés, et leur principale utilité consiste à donner des idées directrices pour la poursuite des recherches. Il semble donc que présentement la tâche la plus pressante qui s'impose aux spectroscopistes consiste : 1° à compléter et à préciser les relevés des spectres des différents corps ; 2° à ordonner les résultats des observations en une classification naturelle fondée à la fois sur la structure et les variations des spectres, et en particulier sur leurs changements magnétiques. Cette tâche est loin d'être remplie, même en ce qui concerne les corps les plus usuels. Je me suis proposé d'y apporter une contribution en étudiant à ce point de vue les spectres des gaz les plus communs : l'hydrogène, l'oxygène et l'azote. J'ai employé constamment la méthode photographique, qui est la plus convenable pour l'étude des variations et pour l'enregistrement des parties peu intenses de ces spectres. Voici le résumé des résultats obtenus [1].

II

7. *Les spectres de l'hydrogène, de l'oxygène et de l'azote.* — L'ensemble des spectres de l'hydrogène, de l'oxygène et de l'azote est assez bien connu.

---

[1] *Recherches sur les spectres d'émission des gaz usuels*, thèse, Paris, 1913.

On attribue communément à l'hydrogène deux spectres principaux, que l'on obtient en faisant passer dans un tube de Geissler contenant de l'hydrogène à faible pression la décharge d'une bobine d'induction. Le premier est formé de raies distribuées en séries. Les raies de la première série secondaire du groupe fondamental, sont connues depuis longtemps. Quant aux raies de la série principale et de la deuxième série secondaire, trouvées par E.-C. Pickering (1) dans les spectres des étoiles du type Puppis, elles n'ont été obtenues dans le laboratoire que tout récemment par Fowler (2), qui a même découvert une nouvelle série principale. On a ainsi quatre séries de l'hydrogène, auxquelles il faut adjoindre deux raies appartenant à une série de Bergmann et retrouvées par Paschen (3). Le second spectre de l'hydrogène est formé de raies très nombreuses. Sa structure paraît complexe, et certaines de ses raies semblent appartenir à un spectre de bandes tandis que les autres constitueraient un spectre de lignes de la troisième catégorie.

Schuster (4), qui a étudié systématiquement les spectres de l'oxygène, distingue, outre un spectre continu, trois spectres principaux, que l'on obtient tous dans le tube de Geissler en modifiant convenablement les conditions de la décharge. Le premier, qui est un spectre de séries comprenant un groupe de séries triples et un groupe de séries doubles, s'obtient quand le tube de Geissler contenant de l'oxygène à basse pression est parcouru par une décharge continue ou à lentes oscillations. Le deuxième, appelé par Schuster spectre élémentaire, est un spectre de lignes de la troisième catégorie. Il s'obtient quand la décharge est brusque. Le troisième apparaît dans les mêmes conditions que le premier quand la pression est très faible. C'est un spectre de bandes que l'on considère comme caractéristique de la lueur qui entoure l'électrode négative.

On attribue à l'azote deux groupes de spectres. Quand un tube de Geissler contenant de l'azote à faible pression est parcouru par la décharge ordinaire d'une bobine d'induction, on obtient un spectre de bandes que M. Deslandres (5) a divisé en quatre groupes. Trois de ces groupes sont donnés par la colonne lumineuse qui part de l'élec-

(1) E.-C. Pickering, *Astrophys.*, t. IV, p. 369-370 ; 1896.
(2) Fowler, *Monthly Notic.*, t. LXXIII, p. 62-71 ; 1912.
(3) Paschen, *Ann. der Phys.*, 4e série, t. XXVII, p. 537-570 ; 1908.
(4) Schuster, *Phil. Trans.*, t. CLXX, p. 32-54 ; 1879.
(5) Deslandres, thèse, Paris, 1888.

trode positive, tandis que le quatrième est caractéristique de la lueur négative. Le groupe négatif et les deux derniers groupes positifs commencent vers 500 $\mu\mu$ et se terminent dans l'ultra-violet. Ils sont bien connus et appartiennent au type des bandes résolubles à arêtes. Quant au premier groupe positif, on sait que dans les conditions ordinaires il se termine vers 500 $\mu\mu$ et commence dans l'infra-rouge. Il appartient, d'après Konen, au type des bandes à fausses arêtes. Sa structure est d'ailleurs mal connue. Quand la décharge est brusque, l'azote donne un spectre de lignes de la troisième catégorie (1).

Nous avons donc affaire à des spectres de lignes de la première et de la troisième catégorie, des spectres de bandes de types différents et un spectre complexe composé probablement de bandes et de raies appartenant à un spectre de lignes : le second spectre de l'hydrogène.

8. *Les spectres de lignes : 1° les spectres de séries de l'hydrogène et de l'oxygène.* — On peut considérer que les raies qui forment les séries de l'hydrogène et de l'oxygène sont classées d'une manière définitive. On sait d'autre part que les raies de la première série secondaire de l'hydrogène, la seule que l'on obtienne dans les conditions ordinaires, subissent des changements identiques d'après le phénomène de Döppler observé par Stark dans les rayons-canaux. Jusqu'à ces derniers temps, aucune de ces raies n'avait été étudiée avec précision dans le champ magnétique. La recherche du phénomène Zeeman présentait cependant dans ce cas un intérêt particulier.

On sait, en effet, que les raies des séries simples donnent toutes le triplet pur d'écart normal de Lorentz. Les composantes des séries doubles donnent l'une un sextuplet, l'autre un quadruplet, tandis que celles des séries triples donnent respectivement un nonet, un sextuplet et un triplet, au moins dans le cas des séries principales et des deuxièmes séries secondaires où les composantes principales ne sont pas accompagnées de raies satellites. Pour chacun de ces types de décomposition, les écarts entre les composantes magnétiques sont les mêmes sur toute l'étendue de la série et en rapport simple avec l'écart normal. Il semble d'après cela qu'on puisse prévoir *a priori* quel sera le changement magnétique d'une raie, si l'on sait à quel type de série elle appartient.

(1) M. Hemsalech a trouvé un nouveau spectre de lignes de l'azote que l'on obtient dans l'étincelle de self-induction (*C. R.*, t. CLII, p. 1471-1475 ; 1911).

Cela est vrai lorsque les composantes d'une série double ou triple sont assez éloignées pour que leurs composantes magnétiques ne viennent pas à s'enchevêtrer. Quand on a affaire à des séries doubles ou triples dont les composantes de même rang sont très serrées, les choses se passent autrement. C'est ainsi que la raie 6708 du lithium, qui appartient à une première série principale et qui est, en réalité, formée de deux composantes séparées seulement par 0,144 angström [1], donne un triplet magnétique normal [2].

Or dans le cas de l'oxygène, on trouve des séries doubles ou triples dont les composantes sont très voisines. Les raies de la première série secondaire de l'hydrogène *semblent* aussi être des raies doubles. D'après MM. Fabry et Buisson [3], la raie H_α 6563,04 aurait deux composantes distantes de 0,132 angström [4]. Il était donc intéressant de voir quelle serait la décomposition magnétique de ces raies.

J'ai étudié le phénomène de Zeeman d'abord sur les trois premières raies de la série de l'hydrogène; puis, dans une nouvelle série d'expériences, sur les quatre premières raies de la série. Les observations ont été faites seulement pour la lumière émise perpendiculairement aux lignes de forces du champ magnétique. Dans tous les cas je me suis astreint, suivant les conseils de M. Cotton, à placer le tube de Geissler de façon que la décharge le parcoure parallèlement aux lignes de force du champ. A cet effet, les pièces polaires d'un grand électro-aimant de Weiss étaient percées, suivant l'axe des noyaux, d'un trou dont le diamètre avait 8 millimètres au voisinage de l'entrefer. Dans ces conditions le champ à l'intérieur de l'entrefer n'est pas uniforme ; mais, en mesurant le champ par l'effet Zeeman que subissent les raies du mercure produites en même temps que les raies étudiées, on obtient la valeur même du champ correspondant à l'effet Zeeman subi par ces dernières raies.

Le tableau suivant donne, avec les valeurs du champ mesurées de cette façon, les écarts des composantes latérales du triplet pur, que j'ai obtenus pour les raies de l'hydrogène. Les longueurs d'onde sont rapportées au système international.

---

(1) Zeeman, *Phys. Zts.*, XIV, 913-914; 1913.
(2) Back, *Ann. der Phys.*, 4e série, t. XXXIX, p. 926-939; 1912.
(3) Fabry et Buisson, *J. de Phys.*, 5e série, II, p. 442-446; 1912.
(4) Il n'est cependant pas encore certain que ce dédoublement ne soit pas dû à un phénomène de renversement.

	λ	H_1	$\Delta\lambda_1$	H_2	$\Delta\lambda_2$	$\frac{\Delta\lambda}{H\lambda^2} \cdot 10^4$ moyen
$H\alpha$	6562,82	24150	0,916	24120	0,994	0,946
$H\beta$	4861,39		0,530		0,531	0,930
$H\gamma$	4340,37		0,423		0,439	0,948
$H\delta$	4101,85				0.384	0,946

L'examen de ce tableau montre que, si l'on tient compte des erreurs sur la mesure de $\Delta\lambda$ qui sont certainement inférieures à 0,02 angströms et de celles sur la mesure du champ qui ne dépassent pas 500 gauss, les raies de la série de l'hydrogène donnent un triplet magnétique pur d'écart normal.

Dans l'intervalle de ces deux séries d'expériences a paru un important mémoire de MM. Paschen et Back (1), complété depuis. Ces physiciens ont étudié, outre les raies de l'hélium et de quelques métaux alcalins, le triplet 3947 de la série principale triple de l'oxygène, la raie 4368 qui est, en réalité, un doublet très serré, de la série principale double de l'oxygène, et les raies H_α et H_β de l'hydrogène. Dans leurs expériences ils ont pu obtenir des champs allant jusqu'à 40 730 gauss.

Dans le cas du triplet de l'oxygène dont les composantes ont pour longueurs d'onde λ 3947,438, λ 3947,626, λ 3947,731, ils ont trouvé que chacune de ces composantes s'élargit d'abord pour son propre compte sous l'action du champ magnétique. Lorsque le champ est assez intense pour que les composantes magnétiques des raies voisines viennent à s'enchevêtrer, le phénomène change. On n'a plus, pour l'ensemble du triplet naturel, qu'un seul triplet magnétique. La composante centrale de ce triplet n'est d'abord pas complètement polarisée ; les composantes latérales sont diffuses et leur écart est plus grand que l'écart normal. Mais, à mesure que le champ augmente, le triplet magnétique observé tend à prendre tous les caractères du triplet normal. La raie 4368 qui occupe, dans la série principale double de l'oxygène, le même rang que le triplet 3947, dans la série principale triple et dont les composantes doivent être séparées par un intervalle 10 fois plus petit dans l'échelle des fréquences que celui des composantes du triplet, donne au contraire un *triplet pur normal*, même dans les champs les plus faibles.

---

(1) Paschen et Back, *Ann. der Phys.*, 4e série, t. XXXIX, p. 897-932; 1912; t. XL, p. 960-970 ; 1913.

Pour les raies H_α et H_β de l'hydrogène, ils ont obtenu un triplet magnétique, dans lequel la polarisation de la composante centrale, d'abord incomplète, devient de plus en plus complète à mesure qu'augmente le champ. L'écart des composantes latérales, qui correspond à $\frac{\Delta\lambda}{H\lambda^2} = 1,04 . 10^{-4}$ pour les valeurs du champ comprises entre 14 000 et 32 000 gauss, donne seulement pour $\frac{\Delta\lambda}{H\lambda^2}$ la valeur moyenne $1,01 . 10^{-4}$ quand le champ atteint 40 000 gauss.

Depuis, de nouvelles expériences ont été faites sur des doublets très serrés qui se rencontrent dans les séries du sodium et du lithium. D'après les observations de M. Back, précisées ensuite et encore tout récemment par M. Fortrat [1], on observe pour le doublet λ 2853 de la série principale du sodium, dont les composantes sont séparées par un intervalle égal à 2,39 dans l'échelle des fréquences, des phénomènes analogues à ceux que présente le triplet 3947 de l'oxygène. Au contraire, les doublets du lithium, pour lesquelles l'écart des fréquences initiales est à peu près le même que pour H_α, donnent tous des triplets purs normaux.

De l'ensemble de ces recherches, il semble résulter que non seulement les raies des séries simples donnent des triplets magnétiques normaux, mais encore que, dans les séries doubles ou triples, l'ensemble de chaque doublet ou triplet naturel donnerait un triplet magnétique normal à partir d'une certaine valeur du champ. Et cette valeur du champ semble devoir être d'autant plus grande que l'écart initial entre les composantes du doublet ou du triplet naturel est plus considérable. C'est ainsi qu'avec les champs les plus faibles on obtient pour les doublets très serrés du lithium et de l'oxygène des triplets magnétiques déjà normaux. Au contraire, on n'est pas encore arrivé, même avec des champs atteignant 49 000 gauss, à obtenir un triplet magnétique parfaitement normal avec le triplet de l'oxygène 3947 et le doublet 2853 du sodium, où l'on a des composantes plus largement séparées. La règle s'applique aux doublets très serrés de l'hydrogène si l'on adopte mes résultats. Il n'en est plus de même si l'on admet ceux de MM. Paschen et Back.

Pour résoudre cette anomalie, il importe de remarquer que les

---

(1) Fortrat, *C. R.*, t. CLVI, p. 1607; — *id.*, t. CLVII, p. 636; 1913.

conditions dans lesquelles nous avons opéré sont différentes. Dans les expériences de MM. Paschen et Back, le tube de Geissler était disposé perpendiculairement aux lignes de forces du champ, tandis que j'ai toujours disposé les miens suivant l'axe de l'électro-aimant, afin d'éviter l'action perturbatrice du champ sur la décharge électrique. Celle-ci est en effet profondément modifiée lorsqu'elle est contrainte de parcourir le tube suivant une direction perpendiculaire aux lignes de forces du champ.

J'ai constaté d'ailleurs que, précisément dans le cas de l'hydrogène, les décompositions magnétiques observées changent suivant que le tube est disposé parallèlement ou perpendiculairement aux lignes de forces du champ. Dans le premier cas, le triplet observé même avec des champs juste assez intenses pour obtenir la séparation se présente constamment comme un triplet pur normal. Par contre, avec le tube perpendiculaire à l'axe de l'électro, j'ai obtenu les mêmes résultats que MM. Paschen et Back tant au point de vue *quantitatif* qu'au point de vue *qualitatif*. Ce fait semble d'ailleurs jusqu'à présent particulier à l'hydrogène, car d'une part les raies du sodium obtenues dans les mêmes conditions donnent toujours les décompositions connues, sans aucune trace de polarisation anormale, et d'autre part le triplet 3947 de l'oxygène, produit dans un tube parallèle à l'axe de l'électro-aimant, présente dans des champs graduellement croissants les mêmes apparences qui ont été observées par MM. Paschen et Back avec un tube perpendiculaire au champ.

Ces expériences montrent que, quelle que soit d'ailleurs l'explication de ces anomalies, il est plus sûr d'opérer dans des conditions où la décharge n'est pas modifiée par le champ. Mais, avec les pièces polaires percées qu'on est alors obligé d'employer, le champ produit dans l'entrefer de l'électro-aimant est beaucoup moins intense qu'avec des pièces polaires pleines. Et, pour pouvoir étudier jusqu'au bout les modifications des changements magnétiques que subissent les doublets et les triplets naturels des séries spectrales, il faudrait un électro-aimant de très grande puissance, permettant d'obtenir dans un entrefer assez large des champs supérieurs à 50 000 gauss.

9. 2° *Les spectres de lignes non sériées de l'oxygène et de l'azote.* — Ces spectres s'obtiennent facilement lorsqu'on fait passer dans un tube de Geissler contenant de l'oxygène ou de l'azote à la pres-

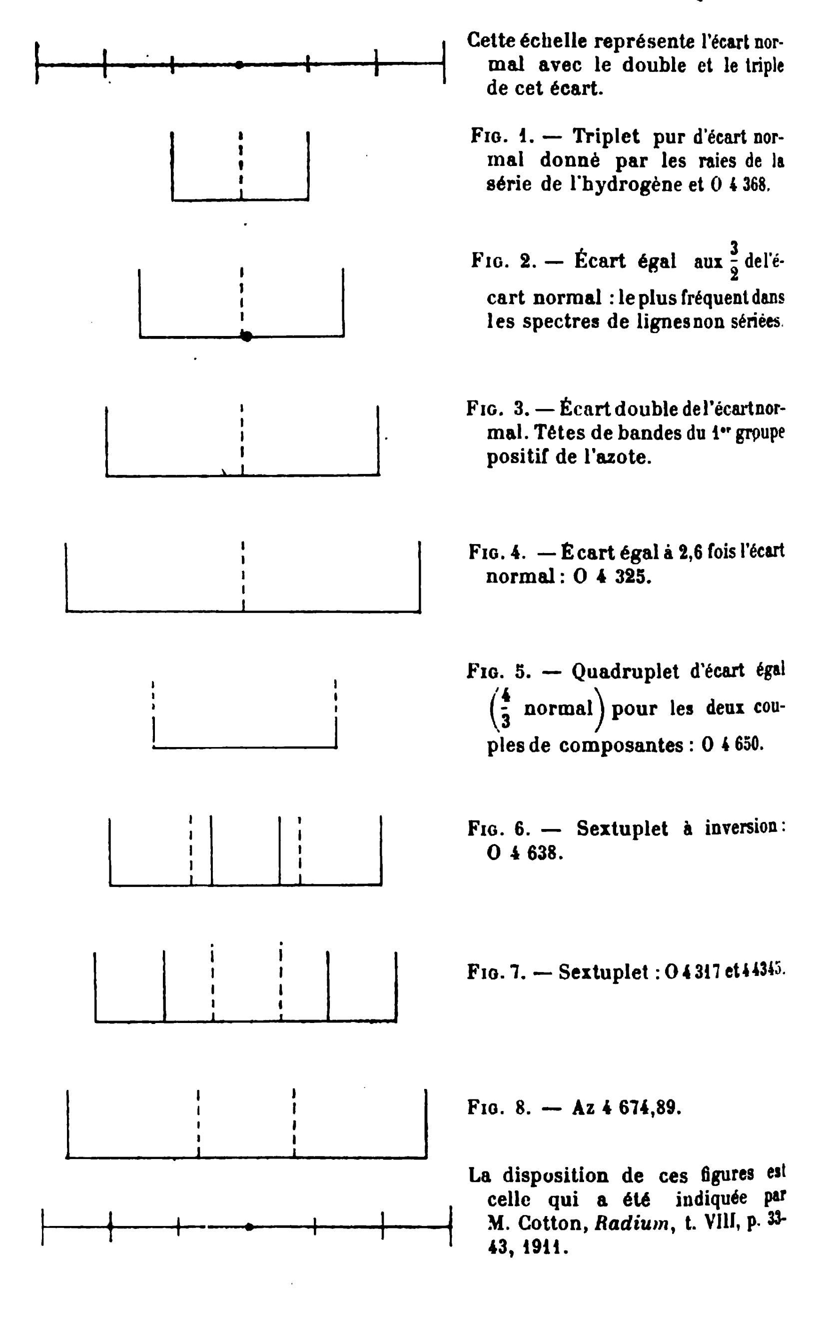
sion de 1 millimètre la décharge condensée d'une bobine d'induction. Ils sont caractérisés par ce fait qu'ils disparaissent lorsqu'on introduit dans le circuit de décharge une self-induction suffisante. Nous avons actuellement des relevés précis de ces deux spectres dans la région de longueurs d'onde plus courte que λ 5200. Dans la région moins réfrangible, l'azote possède encore un assez grand nombre de raies intenses qui ont été relevées avec précision. Les raies de l'oxygène qui se trouvent dans ce domaine sont au contraire faibles, et l'on ne connaissait que les trois plus intenses λ 7157, λ 6107 et 5315. J'ai mesuré les longueurs d'onde de 28 raies nouvelles, comprises précisément entre λ 7157 et λ 3315, et distribuées comme les raies plus réfrangibles de ce spectre sans aucun ordre apparent.

On pouvait penser cependant que là où la considération directe des longueurs d'onde n'avait mis en évidence aucune régularité dans la distribution des raies, l'étude systématique de leurs variations et en particulier de l'effet Zeeman aboutirait à un meilleur résultat. Cette étude présentait encore de l'intérêt à un autre point de vue. En effet les deux seuls corps appartenant à la première ligne du tableau de Mendeleeff qui avaient été étudiés dans le champ magnétique, l'hélium et le lithium, avaient donné des triplets purs normaux. On pouvait penser qu'il en serait de même des spectres des autres éléments de cette première ligne, et en particulier de l'oxygène et de l'azote. De plus l'étude du phénomène Zeeman sur les spectres de séries a montré que seules donnaient des décompositions magnétiques différentes du triplet normal les raies qui appartenaient à des séries doubles ou triples. En étendant à titre d'hypothèse cette conception aux spectres dans lesquels on n'a pas encore reconnu de groupes réguliers ni de séries, on est amené à penser que la présence dans ces spectres de décompositions magnétiques distinctes du triplet normal indique la présence de groupements naturels de raies, dont la loi de formation peut être d'ailleurs toute différente de celle des séries déjà connues (1).

---

(1) Voir pour cette question : Cotton, *Radium*, t. VIII, p. 33-43 ; 1911.

QUELQUES TYPES REMARQUABLES DE DÉCOMPOSITIONS MAGNÉTIQUES.



Cette échelle représente l'écart normal avec le double et le triple de cet écart.

FIG. 1. — Triplet pur d'écart normal donné par les raies de la série de l'hydrogène et O 4 368.

FIG. 2. — Écart égal aux $\frac{3}{2}$ de l'écart normal : le plus fréquent dans les spectres de lignes non sériées.

FIG. 3. — Écart double de l'écart normal. Têtes de bandes du 1er groupe positif de l'azote.

FIG. 4. — Écart égal à 2,6 fois l'écart normal : O 4 325.

FIG. 5. — Quadruplet d'écart égal $\left(\frac{4}{3}\text{ normal}\right)$ pour les deux couples de composantes : O 4 650.

FIG. 6. — Sextuplet à inversion : O 4 638.

FIG. 7. — Sextuplet : O 4 317 et 4 4345.

FIG. 8. — Az 4 674,89.

La disposition de ces figures est celle qui a été indiquée par M. Cotton, *Radium*, t. VIII, p. 33-43, 1911.

J'ai mesuré les décompositions magnétiques de 75 raies de l'oxygène et de 52 raies de l'azote. Le plus grand nombre de ces raies donne bien des triplets purs, mais on trouve aussi plusieurs sextuplets et quadruplets de types différents avec quelques cas de décompositions dissymétriques complexes. Dans le cas de triplets purs, les écarts des composantes latérales varient dans de larges limites. On peut remarquer cependant, en groupant les raies d'après les valeurs des écarts, que les écarts les plus fréquents correspondent à des valeurs de $\frac{\Delta\lambda}{H\lambda^2} \cdot 10^{-4}$ voisines de 1,41, de 1,06 et de 0,94, c'est-à-dire $\frac{3}{2}$, 1,13 et 1 fois l'écart normal. Je n'ai rencontré qu'un seul triplet pur dans lequel l'écart des composantes latérales est plus grand que le double de l'écart normal : il est donné par la raie λ 4325,90 de l'oxygène et correspond à une valeur de $\frac{\Delta\lambda}{H\lambda^2} \cdot 10^{-4}$ égale à 2,456, c'est-à-dire 2,6 fois celle de l'écart normal. Plusieurs des raies qui ne donnent pas des triplets purs se décomposent de façons remarquables. C'est ainsi que la raie 4650,95 de l'oxygène donne un quadruplet dans lequel l'écart est le même pour les composantes de vibrations parallèles et de vibrations perpendiculaires au champ ; cet écart est égal aux $\frac{4}{3}$ de l'écart normal. La raie 4638,88 de l'oxygène donne un sextuplet : l'écart des composantes de vibrations parallèles égale les $\frac{4}{5}$ de l'écart normal ; l'écart des composantes de vibrations perpendiculaires est la moitié seulement pour les composantes intérieures et le double de l'écart normal pour les composantes extérieures beaucoup plus faibles. Enfin les deux raies 4345,75 et 4317,25 donnent des sextuplets identiques : l'écart des composantes parallèles est égal à la moitié de l'écart normal ; celui des composantes de vibrations perpendiculaires est les $\frac{6}{5}$ pour les composantes intérieures et les $\frac{11}{5}$ de l'écart normal pour les composantes extérieures beaucoup plus faibles. Dans le spectre de l'azote, la raie la plus remarquable est 4674,89 qui donne un quadruplet dans lequel l'écart des composantes de vibrations parallèles est 0,7 et celui des composantes de vibrations perpendiculaires 2,6 fois l'écart normal.

Tous ces résultats, joints à ceux que nous possédons déjà sur les spectres de lignes de cette catégorie, montrent qu'on est encore loin de connaître la distribution de leurs raies. Cependant l'existence de valeurs privilégiées pour les écarts, valeurs qui sont les mêmes pour les spectres des différents corps, indique qu'il existe des relations entre les raies de ces spectres. Et lorsque, dans un spectre donné, on aura pu mesurer les décompositions non seulement des raies intenses, mais de toutes les raies même les plus faibles, peut-être pourra-t-on trouver la loi d'organisation de ce qui nous semble encore un chaos.

10. *Les spectres de bandes : la structure des spectres de bandes et l'effet Zeeman.* — L'étude du phénomène Zeeman, qui s'est montrée féconde dans le cas des spectres de lignes, ne semblait pas d'abord présenter la même utilité au point de vue de la recherche des régularités dans les spectres de bandes.

En effet beaucoup de ces spectres sont trop faibles pour être observés avec les hautes dispersions nécessaires à l'étude des changements magnétiques. D'autre part, l'inexistence de l'effet Zeeman avait été constatée sur les plus remarquables des spectres de bandes résolubles : le spectre d'absorption de la vapeur d'iode et du brome, les bandes d'émission du carbone (spectre de Swan), du cyanogène (bande 3883), du deuxième groupe positif et du groupe négatif de l'azote et celles du mercure.

Mais à côté de ces faits, il en était d'autres qui permettaient d'espérer des résultats positifs. M. J. Becquerel [1] avait montré que les spectres d'absorption des sels de métaux rares, à l'état cristallisé ou dissous contiennent des bandes qui présentent le phénomène Zeeman. Puis M. Dufour [2] dans une belle série de recherches avait établi l'existence du même effet sur les bandes d'absorption résolubles du peroxyde d'azote et sur les bandes d'émission, alors considérées comme non résolubles, des composés halogénés des métaux alcalino-terreux de l'oxyde de fer et du fluorure de silicium. Il avait trouvé que les têtes de bandes d'une même série présentaient des décompositions magnétiques identiques.

D'après cela, il était naturel de penser qu'il se trouverait, dans l'émission comme dans l'absorption, des bandes résolubles sensibles

(1) J. Becquerel, *Radium*, t. III, p. 149, 215 ; 1906 ; IV, p. 49, 107 ; 1907 : V, p. 105 ; 1908.

(2) A. Dufour, *Radium*, t. V, p. 291-306 ; 1908.

à l'effet Zeeman, d'autant que celles qui s'étaient montrées insensibles à l'action du champ magnétique étaient en somme encore peu nombreuses et toutes du même type particulier des bandes à arêtes. Au reste, il était possible qu'avec une dispersion suffisante on arrivât à résoudre en raies fines les bandes tenues jusqu'ici pour non résolubles.

C'est ce que l'expérience a vérifié. En photographiant les bandes du fluorure de calcium dans le deuxième ordre d'un grand réseau de Rowland associé à un objectif de 10 mètres de distance focale, j'ai constaté que ces bandes se résolvent effectivement en séries de raies qui vont en s'écartant progressivement à mesure qu'on s'éloigne de la tête. Et tout récemment M. Davyon a retrouvé le même fait pour les autres bandes du même type.

D'autre part, j'ai pu photographier cinq des bandes du premier groupe de l'azote dans le troisième ordre d'un réseau de 3 mètres de rayon et avec un champ magnétique de 1 000 gauss. Ces bandes qui sont résolubles et que Konen range dans la catégorie des bandes à fausses arêtes, donnent un effet Zeeman. Jusqu'à présent il m'a été possible seulement de mesurer les décompositions magnétiques des premières têtes ou arêtes de chacune de ces bandes. Elles donnent toutes des triplets dans lesquels la composante déplacée vers le violet est beaucoup plus intense que la composante déplacée vers le rouge. Pour chacune des têtes mesurées, l'écart des composantes latérales est le *double de l'écart normal*. Tout récemment, MM. Deslandres et d'Azambuja ont annoncé que le troisième groupe positif de l'azote, qui est du type des bandes résolubles à arêtes, offre les dédoublements de l'effet Zeeman à peu près dans les mêmes conditions que les bandes du fluorure de calcium ; ces dédoublements seraient mesurables non plus seulement sur la tête, mais encore dans le corps même de chaque bande (1).

Il y a plus : M. Fortrat (2) a montré que les bandes, qui avaient d'abord paru insensibles au champ magnétique et qui de fait ne présentent pas le phénomène Zeeman proprement dit, subissent des modifications d'un ordre différent lorsqu'on les soumet à un champ magnétique intense. Leurs raies sont déplacées, et ces déplacements se font tous dans le même sens pour les raies d'une même série. Ce fait a

(1) Deslandres et d'Azambuja, *C. R.*, 157, 814-820 ; 1913.
(2) Fortrat, *C. R.*, 156, 1459-1461 ; 1913.

même permis de reconnaître des séries nouvelles dans la bande de la vapeur d'eau ([1]).

On voit donc que, loin d'être stérile, l'étude systématique des changements magnétiques promet une belle moisson de découvertes sur la structure des spectres de bandes.

(*A suivre.*)

DÉTERMINATION DE L'HUMIDITÉ RELATIVE DE L'AIR PAR LE RÉFRACTOMÈTRE;

Par M. France GIRAUD.

La glycérine exposée à l'air ayant la propriété d'absorber une certaine quantité d'eau variant avec l'état hygrométrique de l'air, j'ai pensé qu'on pourrait utiliser cette réaction pour déterminer l'humidité relative, le réfractomètre permettant de suivre rapidement les variations de l'indice de réfraction de la solution.

Après avoir fait un grand nombre d'observations avec un hygromètre à condensation et un réfractomètre d'Abbe, pour des degrés hygrométriques entre 50 et 94, j'ai construit une courbe des résultats obtenus, et j'ai cherché une formule pouvant s'appliquer à tous les points de cette courbe ; celle que j'ai trouvée permet de déterminer le point de rosée à 1/10 de degré près.

L'indice diminuant avec l'augmentation de température, il est nécessaire de ramener toutes les observations à une température constante (20° C.).

Après correction à 20° C., la formule pour calculer le degré hygrométrique est :

$$H = 100(1 - a^x).$$

Dans cette formule :

$$a = \frac{n - 1,333}{1,4747 - 1,333} = \frac{n - 1,333}{0,1417};$$

n = indice de la solution de glycérine à 20° C. ;
$x = n^{2.666}$; H = humidité relative.

L'indice de la glycérine pure dans l'air absolument sec serait

---

([1]) Deslandres et d'Azambuja, *l. c.*

1,4747, et dans l'air saturé de vapeur d'eau 1,333 ou celui de l'eau pure; pratiquement j'ai trouvé 1,336 correspondant à une humidité de 99,97 d'après la formule; pour une humidité réelle de 94,36, j'ai obtenu 94,20, et pour 63,17, j'ai trouvé 62,89.

Pour faire une observation avec le réfractomètre d'Abbe, il suffit d'appliquer sur le prisme supérieur un papier à cigarette (de 4 millimètres sur 8 millimètres) enduit de glycérine.

Le prisme inférieur ne servant pas doit être abaissé et l'instrument incliné horizontalement, de façon à ce que le papier soit éclairé directement.

La table suivante a été calculée d'après la formule; la deuxième colonne indique la correction pour ramener l'indice observé à 20° C.

Indice à 20° C.	Correction de température	Humidité relative	Différence	Indice à 20° C.	Correction de température	Humidité relative	Différence
1,455	— 0,00026 (20 — t)	33,41		1,422		69,53	0,81
1,454		34,85	1,44	1,421		70,33	0,80
1,453		36,26	1,41	1,420	— 0,00021 (20 — t)	71,12	0,79
1,452		37,64	1,38	1,419		71,89	0,77
1,451		38,99	1,35	1,418		72,65	0,76
1,450	— 0,00025 (20 — t)	40,31	1,32	1,417		73,40	0,73
1,449		41,61	1,30	1,416		74,13	0,75
1,448		42,89	1,28	1,415		74,85	0,72
1,447		44,15	1,26	1,414		75,56	0,71
1,446		45,39	1,24	1,413		76,25	0,69
1,445		46,61	1,22	1,412		76,93	0,68
1,444		47,81	1,20	1,411		77,60	0,67
1,443		48,99	1,18	1,410	— 0,00019 (20 — t)	78,26	0,66
1,442		50,15	1,16	1,409		78,90	0,64
1,441		51,29	1,14	1,408		79,52	0,62
1,440	— 0,00024 (20 — t)	52,41	1,12	1,407		80,12	0,60
1,439		53,51	1,10	1,406		80,71	0,59
1,438		54,59	1,08	1,405		81,29	0,58
1,437		55,65	1,06	1,404		81,86	0,57
1,436		56,69	1,04	1,403		82,42	0,56
1,435		57,71	1,02	1,402		82,97	0,55
1,434		58,71	1,00	1,401		83,51	0,54
1,433		59,70	0,99	1,400	— 0,00017 (20 — t)	84,04	0,53
1,432		60,67	0,97	1,399		84,56	0,52
1,431		61,63	0,96	1,398		85,07	0,51
1,430	— 0,00022 (20 — t)	62,57	0,94	1,397		85,57	0,50
1,429		63,50	0,93	1,396		86,06	0,49
1,428		64,41	0,91	1,395		86,54	0,48
1,427		65,31	0,90	1,394		87,01	0,47
1,426		66,19	0,88	1,394	— 0,00017 (20 — t)	87,01	
1,425		67,05	0,86	1,393		87,47	0,46
1,424		67,89	0,84	1,392		87,92	0,45
1,423		68,72	0,83	1,391		88,36	0,44

Indice à 20° C.	Correction de température	Humidité relative	Différence	Indice à 20° C.	Correction de température	Humidité relative	Différence
1,390	— 0,00015 (20 — *t*)	88,79	0,43	1,361		97,50	0,19
1,389		89,21	0,42	1,360	— 0,00011 (20 — *t*)	97,69	0,19
1,388		89,63	0,42	1,359		97.87	0,18
1,387		90,04	0,41	1,358		98,04	0,17
1.386		90.44	0,40	1,357		98,20	0,16
1,385		90,83	0,39	1,356		98,35	0.15
1,384		91,21	0,38	1,355		98,49	0,14
1,383		91,58	0,37	1,354		99,62	0,13
1,382		91.94	0,36	1,353		98.75	0,13
1,381		92,29	0,35	1,352		98,87	0,12
1,380	— 0,00013 (20 — *t*)	92,63	0,34	1,351		98,99	0,12
1,379		92,96	0,33	1,350	— 0,00010 (20 — *t*)	99.10	0.11
1,378		93,28	0,32	1,349		99,21	0,11
1,377		93,59	0,31	1,348		99.31	0,10
1,376		93,89	0,30	1,347		99,41	0.10
1,375		94,18	0,29	1,346		99,50	0,09
1,374		94,46	0,28	1,345		99,58	0,08
1,373		94,73	0,27	1,344		99,65	0,07
1,372		95,00	0,27	1,343		99.72	0,07
1,371		95,26	0,26	1,342		99,78	0,06
1,370	— 0,00012 (20 — *t*)	95,52	0,26	1,341		99,83	0,05
1,369		95,77	0,25	1,340	— 0,00009 (20 — *t*)	99,87	0,04
1,368		96,01	0,24	1,339		99,90	0,03
1,367		96,25	0,24	1,338		99,92	0,02
1,366		96,48	0,23	1,337		99,94	0,02
1,365		96,70	0,22	1,336		99,96	0,02
1,364		96,91	0,21	1,335		99,98	0,02
1,363		97,11	0,20	1,334		99,99	0,01
1,362		97,31	0,20	1,333		100,00	0,01

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLVII, n° 4, 5, 6, 7, 8; juillet-août 1913.

Maurice HAMY. — Sur l'étude des radiations de l'azote. — P. 253.

Les radiations lumineuses que l'on produit, au lieu d'être rigoureusement monochromatiques, sont toutes des manifestations de mouvements vibratoires de l'éther de longueurs d'onde comprises entre des limites plus ou moins serrées. Cette largeur des radiations se traduit par une altération progressive de la netteté des franges, p is par leur épanouissement quand la différence de marche des

faisceaux interférents croissant atteint une valeur δ :

$$\delta = 0{,}61\,\lambda\,10^6 \sqrt{\frac{m}{T}}$$

(m, masse atomique du gaz; T, sa température absolue).

C'est ce qu'ont vérifié Fabry et Buisson [1]; c'est ce que vient de vérifier M. Hamy sur les bandes réfrangibles du spectre positif de l'azote.

P. DUHEM. — Sur la formule de la vitesse du son. — P. 269 et 426.

ARIÈS. — P. 386.

M. Duhem déclare que la formule donnée par M. Ariès [2] n'est pas tout à fait exacte. M. Ariès en maintient l'exactitude et la généralité. Accord final.

KR. BIRKELAND. — Sur la conservation et l'origine du magnétisme terrestre. P. 275 et 394.

Il existe autour de la terre un système de rayons hélio-catodiques.

Le système crée par induction des courants telluriques de plusieurs espèces qui changent de direction pendant la journée. Cet échange perpétuel des électrons a pour conséquence qu'un certain nombre de ces électrons filants arrivent par hasard à tourner autour des aimants élémentaires dans l'équateur, et le magnétisme est alors augmenté, quelle que soit la direction des courants telluriques.

Quant au magnétisme terrestre, il est dû à l'aimantation de la terre tournant dans un océan de rayons hélio-cathodiques.

L'auteur explique en outre que certaines affirmations de Hale [3] ne sont pas contradictoires avec ses théories.

GEORGES CLAUDE. — Sur l'obtention aisée de températures atteignant —211° par l'emploi de l'azote liquide. — P. 277 et 397.

On sait que, quand on fait passer dans un gaz liquéfié un courant d'air rapide, le liquide est refroidi très au-dessous de son point

---

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 442; 1912.
(2) *C. R.*, 15 juillet 1913.
(3) *Astrophys. Journal*, 1913.

d'ébullition normale. J. Duclaux [1] a montré qu'on pouvait atteindre ainsi une température voisine de la moitié de la température critique absolue du liquide. En faisant passer de l'H dans l'azote liquide en vase ouvert, M. Claude a atteint — 211°. M. Dewar, le 25 mars 1904, avait obtenu par le même procédé, dans un appareil clos, approximativement — 214°. La température de congélation de l'azote est donc voisine de — 211°.

R. LADENBURG et F. REICHE. — Sur l'absorption par les flammes colorées. P. 279.

La théorie électronique de la dispersion conduit à des résultats concordants avec les résultats expérimentaux.

E. BRINER. — Sur la dissociation des molécules en atomes considérée comme un des facteurs de la vitesse de réaction. — P. 281.

Théorie. Pour tenir compte du rôle des atomes, il suffit d'admettre que la vitesse de réaction est, à chaque instant, proportionnelle à la concentration en atomes libres; alors ces vitesses sont des fonctions exponentielles de la température et leur coefficient de température diminue avec l'élévation de celle-ci.

VICTOR HENRI et RENÉ WURMSER. — Photocatalyse négative de l'eau oxygénée. P. 284.

L'eau oxygénée additionnée de traces de différents corps (SOH^2, NaOH, I^2, $HgCl^2$, KCN, $S^2O^3Na^2$, H^2S) devient plus stable vis-à-vis des rayons ultra-violets : « il existe donc une relation très étroite entre l'action de certains ferments et celles des rayons ultra-violets » [2].

Il y a lieu en outre de penser que, dans beaucoup de cas de catalyse par les ferments et les métaux colloïdaux, l'action des poisons ou des coferments porte sur le corps à transformer et non sur la diastase ou le catalyseur.

---

(1) *Revue générale des Sciences*, p. 873; 1909.
(2) Voir aussi *C. R.*, 25 juillet 1910.

Eric GÉRARD et Hermann CHAUVIN. — Eaux de Spa. Radioactivité, résistivité et point cryoscopique. — P. 302.

Les sources ferrugineuses de Spa possèdent une notable radioactivité, ainsi que les gaz qu'elles déversent dans l'air ; elles présentent une résistivité faible, conséquence de leur forte minéralisation, ce qui est du reste confirmé par l'essai cryoscopique. Les sources non minéralisées de Spa manifestent une plus grande radioactivité, sous forme d'émanation dissoute dans l'eau, que les sources minérales. Les essais de résistivité et cryoscopique permettent de conclure qu'elles ne diffèrent pas sensiblement de l'eau distillée obtenue dans un alambic en verre.

J. BOUSSINESQ. — Détermination complète, par ses équations aux dérivées partielles, du problème du lent mouvement régularisé d'une nappe liquide pesante, au sein d'une autre masse fluide, indéfinie et en repos, également incompressible. — P. 313.

Théorie mathématique.

G. CHARPY et A. CORNU. — Sur le déplacement des points critiques du fer par addition de silicium. — P. 319.

Le point a_3 s'atténue à mesure que la proportion de Si augmente (en s'élevant légèrement dans l'échelle des températures) et disparaît pour 1,5 0/0 de Si.

Le point a_2 s'abaisse régulièrement dans l'échelle des températures à mesure que la teneur en Si augmente, mais il garde la même intensité. L'abaissement est de 10° à 12°, pour 1 0/0 de Si, dans les alliages peu carburés.

Le point a_1 s'élève légèrement dans l'échelle des températures à mesure que la teneur en Si augmente ; il disparaît pour 5 0/0. Son importance varie avec les teneurs en C et Si et avec les diverses circonstances du chauffage et du refroidissement.

Les positions de a_2 et a_1 sont inversées dès que la teneur en Si dépasse 3,2 0/0. Dans les alliages à plus de 3,2 0/0, a_1 (correspondant à la formation de la perlite) se produit à température plus élevée que a_2.

JULES ANDRADE. — Loi de similitude des ressorts circulaires. — P. 327.

Théorie mécanique.

J. REY. — Méthode de vérification des réflecteurs optiques. — P. 329.

Le réflecteur terminé est monté sur un banc d'optique, l'axe étant horizontal. On dispose, à une petite distance, un châssis vertical portant un réseau quadrillé à mailles carrées et, à un mètre en arrière du châssis, on place verticalement une glace dépolie. Au foyer du réflecteur sera la source lumineuse (cratère d'arc). On photographie la plage lumineuse avec son quadrillage d'ombre produite sur la glace dépolie. L'ombre doit être exactement semblable (égale dans le cas du miroir parabolique) au réseau. Les défauts indiquent les points à retoucher de la surface réfléchissante.

MASSOL et FAUCON. — Absorption des radiations ultra-violettes par quelques matières minérales en solution aqueuse. — P. 332.

Absorption unilatérale : ferrocyanure de K, chlorure d'or, sulfate de cuivre, sulfate de cuivre ammoniacal, sulfate de chrome violet.

Absorption bilatérale : chromate neutre de K, nitrate d'urane.

Spectres à bandes : sulfates de nickel, de chrome vert.

Le pouvoir absorbant des colorants minéraux est inférieur à celui des colorants organiques synthétiques. Pour tous, l'absorption de l'ultra-violet n'est jamais totale ; pour une dilution et une épaisseur convenables, la plaque photographique est toujours impressionnée vers $\lambda = 3500$.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur le rôle des sels d'uranium comme catalyseurs photochimiques. — P. 333.

Rappel d'expériences et expériences nouvelles montrant que, en dehors des sels d'uranium, aucune des substances fluorescentes ou radioactives essayées n'accélère les réactions photochimiques. L'efficacité des sels d'uranium est limitée à la décomposition des acides linéaires, surtout bibasiques ou complexes. Il s'agit là de réactions qui se produisent spontanément dans la lumière ultra-violette ; le photo-catalyseur leur permet de se réaliser dans la lumière visible.

L.-E. BERTIN. — Au sujet des origines de l'oscillographe double pour l'enregistrement simultané de la houle et du roulis. — P. 355.

Historique.

A. ROMIEUX. — Essai d'exploration géhypsographique. — P. 363.

Théorie.

A. GUILLET et M. AUBERT. — Expression directe des fonctions électrosphériques ; formation d'équations différentielles vérifiées par ces fonctions. — P. 367.

Théorie mathématique.

E. ROTHÉ et M. GUÉRITOT. — Sur une méthode permettant d'effectuer des essais réduits en T. S. F. — P. 370.

On réalise un système analogue au système antenne rectiligne-sol en prenant un système fil indéfini-disque perpendiculaire au fil, de centre sur le fil. Dans l'antenne de réception, entre le fil et le disque, on place un thermique. Le fonctionnement est le même que celui des antennes ordinaires, l'amortissement du même ordre de grandeur. Ce système met en jeu une énergie considérable et offre la possibilité de modifier les conditions du milieu ambiant soit à l'émission ou à la réception, soit sur la propagation.

JEAN BIELECKI et VICTOR HENRI. — Etude quantitative de l'absorption des rayons ultra-violets par quelques acides de la série éthylénique. — P. 372.

Étude des acides allylacétique, itaconique, α-crotonique, fumarique, maléique, mésaconique, citraconique, aconitique. Tableau. La liaison éthylénique exalte l'absorption, d'autant plus que la double liaison se trouve plus près du groupe carboxyle. Les stéréoisomères ont des absorptions différentes, la forme cis absorbant moins que la forme trans. En général, l'absorption dépend non seulement des groupements, mais aussi des liaisons, configurations et positions réciproques de ces groupements.

H. GIRAN. — Sur le poids moléculaire de l'anhydride sulfurique. — P. 375.

En prenant pour poids moléculaire $SO^3 = 80$, on a :

L (chaleur moléculaire de vaporisation) = 9490 petites calories,
S (chaleur moléculaire de solidification) = 1900 —

D'où (T étant le point d'ébullition absolu de l'anhydride) :

$$\frac{L+S}{T} = \frac{11\,390}{318} = 35,8\,;$$

35,8 n'étant pas trop différent de 30, 80 est donc bien le poids moléculaire.

MASSOL et FAUCON. — Sur la présence des bandes d'absorption dans le spectre ultra-violet de quelques alcools anormaux de la série grasse. — P. 386.

Tous les alcools présentent une absorption progressive des radiations à courtes longueurs d'onde, l'absorption croissant très rapidement pour les épaisseurs de 1 à 10 millimètres, beaucoup plus lentement pour les épaisseurs plus grandes. Les alcools primaires anormaux (méthyl-2-propanol-3, méthyl-2-butanol-1, méthyl-2-butanol-4) présentent une plage d'absorption du côté des faibles longueurs d'onde et en outre deux bandes de λ 2500 à 2700 et de λ 3060 à 3150. Ces deux bandes ne sont pas dues à la structure du noyau. Les aldéhydes correspondants donnent chacun une seule large bande correspondant à peu près aux radiations intermédiaires aux deux bandes de l'alcool.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Tremblement de terre supposé de chevauchement. P. 389.

Les chevauchements et les charriages doivent se manifester par des mouvements sismiques ; mais, comme ce sont des phénomènes de profondeur, il n'y a pas d'espoir que des séismes de ce genre puissent être reconnus comme tels au moment de leur production. Les circonstances les plus favorables correspondront au cas où une ligne de chevauchement jalonnera l'axe de l'aire épicentrale d'un tremblement de terre ; on pourra alors penser que le mouvement

sismique est dû à la survivance posthume des efforts tectoniques antérieurement causes du chevauchement. C'est ce qui s'est rencontré au tremblement de terre de Gallipoli du 9 août 1912. Les chevauchements et charriages pourraient aussi être cause de certains téléséismes instrumentaux, et des tremblements qui, comme au Chili, ont une extension à la surface hors de proportion avec leur intensité.

R. SWYNGEDAUW. — Sur l'intégration donnant la distribution de la densité du courant alternatif dans les conducteurs cylindriques. — P. 397.

Théorie mathématique.

P.-Th. MULLER et R. ROMANN. — Sur la dissociation des bons électrolytes et la loi des masses. — P. 400.

Les auteurs admettent que : 1° il existe une conductivité limite constante Λ_∞ ; 2° que le sel suit la loi des masses aux dilutions supérieures à 100, le coefficient d'ionisation étant

$$\gamma = \frac{\Lambda}{\Lambda_\infty}.$$

De là on obtient pour les Λ_∞ à 18° :

KCl, 128; KNO^3, 124,38 ; NaCl, 107,1 ; $NaNO^3$, 103,49; KBr, 130,05; $AgNO^3$, 113,86 ; NaCl (25°), 124,82.

D'où K = 63,62; Cl, 64,38 ; Na, 42,72 ; NO^3, 60,76.

G. Boizard.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXVI ; octobre 1913.

K.-T. COMPTON et O.-W. RICHARDSON. — L'effet photoélectrique. P. 549-567.

On a suivi deux voies différentes dans l'explication de l'effet photoélectrique des métaux. La plupart des auteurs ont considéré les *vitesses* des électrons et la relation qui peut exister entre la vitesse,

la nature du métal, la fréquence et l'intensité de la lumière incidente. De nombreux expérimentateurs ont montré que les vitesses des électrons sont indépendantes de l'intensité de la lumière incidente et sont presque, sinon entièrement, indépendantes de la fatigue photoélectrique, à moins que cette fatigue n'arrive à altérer le potentiel extrinsèque du métal et, par suite à modifier l'énergie perdue par les électrons qui s'en échappent. Il a été possible d'étudier les relations entre la vitesse et la fréquence, sans avoir besoin de faire des hypothèses sur ces facteurs. A ce point de vue, la recherche des vitesses des photoélectrons ne présente pas les complications que présente, par exemple, l'étude du nombre des électrons émis. Les auteurs ont récemment établi en collaboration avec Hughes, qu'il existe une relation linéaire entre l'énergie cinétique maximum des électrons et la fréquence de la lumière incidente.

Une seconde voie permet d'arriver à la solution du problème. Elle consiste à étudier l'influence de l'intensité de la lumière, de sa fréquence et de la nature du métal, sur le *nombre* des électrons libérés par unité de temps. Lenard, en particulier, a montré que ce nombre est simplement proportionnel à l'intensité de la lumière incidente. Quant à l'influence du métal, on sait d'une façon générale que plus il est électropositif, plus les courants photoélectriques sont intenses. On sait également, que la plus légère oxydation ou altération chimique de la surface, diminue beaucoup les effets observés. Quant à la relation entre la fréquence de la lumière et le nombre des électrons émis, on sait seulement que l'effet photoélectrique augmente, quand la longueur d'onde diminue.

Les auteurs ont développé une théorie les conduisant à une expression reliant la fréquence, la nature du métal et le nombre d'électrons émis par seconde. Le but du mémoire actuel est la vérification expérimentale de cette expression.

H. BATEMAN. — La radiation corpusculaire. — P. 579-585.

L'auteur développe une théorie, dans laquelle un nouveau type de champ électromagnétique conduit à admettre une structure corpusculaire pour la radiation.

A.-B. WOOD. — Le recul des atomes du thorium C et de l'actinium C. P. 586-597.

On sait que lorsqu'une particule α est expulsée par un atome radioactif, le restant de l'atome recule, avec le même moment que la particule α expulsée. La puissance de pénétration de la radiation de recul dans le cas des produits du radium a été étudiée par Makower, Russ et Wertenstein. Dans le présent mémoire, les auteurs ont étudié le recul des atomes de thorium C et de l'actinium C par deux méthodes : en mesurant l'activité du produit recueilli à différentes pressions et dans deux gaz différents (air et hydrogène) ou en mesurant l'ionisation produite.

WILLIAMS. — La conductibilité thermique absolue du verre. — P. 598-604.

On a proposé plusieurs méthodes pour mesurer la conductibilité thermique du verre. Les meilleures sont les suivantes :

La méthode de la barre divisée, due à Lodge, et qui consiste à couper en deux une barre métallique et à étudier la distribution de la température, quand les deux morceaux sont en contact et quand une lame de substance mauvaise conductrice est intercalée entre eux.

La méthode de Voigt, dans laquelle une des faces d'une lame est maintenue à température constante, l'autre face étant chauffée. On étudie le flux calorifique qui traverse la lame dans ces conditions.

La méthode du disque de Lees, dans laquelle l'énergie calorifique transmise est mesurée électriquement. C'est une modification de cette méthode que l'auteur a employée en disposant la matière à étudier sous forme d'un cylindre creux contenant du mercure traversé par un courant électrique. La valeur moyenne déduite d'un grand nombre d'expériences est 0,00225.

E.-M. WELLISCH. — La distribution du dépôt actif de radium dans un champ électrique. — P. 623-635.

Le mémoire actuel fait suite au mémoire de Wellisch et Brouson, précédemment publié. L'émanation du radium, mélangée à l'air, était introduite dans un condensateur cylindrique et la quantité de

dépôt actif, formé sur l'électrode centrale, déterminée après que l'équilibre était atteint, pour diverses valeurs de la différence de potentiel.

Les résultats ont montré que la quantité déposée sur l'anode était due à la diffusion seule et que, par une différence de potentiel suffisante, la distribution du dépôt actif était indépendante de la quantité d'émanation utilisée. Le passage d'un faisceau de rayons de Röntgen n'a aucune action sur la distribution, sauf lorsque le potentiel appliqué est faible.

Le présent travail étend les résultats précédents aux cas où les dimensions des ballons sont différentes et où le gaz mélangé à l'émanation n'est pas l'air. Les résultats déjà trouvés précédemment ont été confirmés, mais des indications nouvelles obtenues ont conduit à modifier partiellement la théorie proposée pour l'explication du phénomène.

H. Vigneron.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXXVIII; juin-juillet 1913.

Anders Ångstrom. — Etude du rayonnement nocturne vers l'espace. P. 305-321.

Le problème du rayonnement de la Terre vers l'espace est comparable en importance à celui de l'insolation. Peu d'études cependant en ont été faites.

M. Anders Ångstrom se sert d'instruments à compensation du type de Knut Ångstrom. Les deux soudures d'un couple thermoélectrique sont soudées aux dos de deux lames minces métalliques dont l'une est noircie et l'autre polie. La lame noircie rayonne vers l'espace plus que l'autre, son refroidissement est compensé par le passage d'un courant électrique. Les observations faites en Algérie avec cet instrument peuvent se représenter par la formule :

$$R = 0{,}109 + 0{,}134e^{-0{,}10p} \text{ cal. cm}^2 \text{ min.},$$

où R est le rayonnement de l'unité d'aire d'une surface noire pendant une minute, et p la tension de la vapeur d'eau. Un changement

dans la tension de vapeur, de 12 à 4 millimètres, accroît d'environ 35 0/0 le rayonnement de la surface de la Terre, tandis qu'elle ne diminue que de 5 à 15 0/0 l'absorption de l'atmosphère pour le rayonnement solaire. De là l'importance de l'humidité pour le climat.

Les brumes de poussières n'ont pas d'influence appréciable sur le rayonnement.

CHARLES-E. SAINT-JOHN. — Mouvement radial dans les taches solaires. I, Distribution des vitesses dans les tourbillons solaires. — P. 322-353.

En 1909, M. Evershed a découvert que les raies de Fraunhofer observées dans la pénombre des taches, indiquent des transports de matière tangentiels à la surface du soleil et rayonnant par rapport à l'axe de la tache. M. Ch. Saint-John a vérifié cette découverte sur les clichés du mont Wilson. Les déplacements de raies sont bien dus à l'effet Doppler et montrent qu'aux niveaux élevés la matière se précipite dans la tache, tandis qu'au niveau plus bas elle en sort. Les taches sont donc des tourbillons analogues aux tornades terrestres.

FREDÉRIC SLOCUM. — La circulation de l'atmosphère solaire indiquée par les proéminences. — P. 354-358.

Beaucoup de proéminences, par leurs formes ou leur mouvement, semblent indiquer l'existence de courants horizontaux dans l'atmosphère solaire, de directions opposées aux différentes altitudes.

Aux latitudes moyennes, la tendance générale du mouvement est vers le pôle; aux hautes latitudes, vers l'équateur; à l'équateur, du nord au sud.

F.-E. FOWLE. — Détermination de la vapeur d'eau au-dessus du mont Wilson. P. 359-375.

Dans les courbes d'énergie ou bologramme obtenues à mesure que le soleil s'élève au-dessus de l'horizon la présence de la vapeur d'eau dans l'atmosphère produit des dentelures ou bandes d'autant plus profondes que la quantité de vapeur d'eau est plus grande. Si la courbe de part et d'autre de la bande a environ 10 centimètres de

haut, la profondeur de la bande atteint de 3 à 8 centimètres. La mesure de cette profondeur, qui peut être très précise, permet de calculer la quantité de vapeur d'eau contenue dans toute l'épaisseur de l'atmosphère.

Les résultats obtenus ainsi ont été comparés avec ceux que l'on déduit par la formule de Hayn des mesures de la vapeur d'eau au niveau du sol. Cette formule, quoique applicable pour des conditions moyennes, est sans valeur pour les journées individuelles.

C.-E. MENDENHALL et W.-E. FORSYTHE. — Relation entre les températures du corps noir et les températures réelles pour le tungstène, le tantale, le molybdène et le carbone; variation avec la température de leurs pouvoirs réflecteurs. — P. 380-390.

Les auteurs se sont servis dans leurs expériences d'un radiateur décrit dans une note précédente [1]. Leurs résultats sont résumés dans quatre courbes. Ils démontrent un changement du pouvoir réflecteur optique avec la température, accroissement pour le molybdène, le tantale et le carbone, diminution pour le tungstène.

H.-G. GALE et W.-S. ADAMS. — Sur le déplacement par la pression des raies du fer. — P. 391-394.

L'effet de la pression a permis de classer les raies du fer en plusieurs groupes d'après leurs déplacements [2]. Les raies dont le déplacement est le plus grand deviennent larges et diffuses, leur mesure est difficile à une pression élevée (8 atmosphères). Aussi les auteurs ont refait leur étude à des pressions beaucoup plus basses depuis le vide partiel (5 à 10 centimètres) jusqu'à 1 à 2 atmosphères. Ils donnent dans une table les valeurs de déplacement pour les raies les plus intéressantes.

George-E. HALE. — Résultats préliminaires d'un essai pour déceler le champ magnétique général du Soleil. — P. 27-98.

« Des considérations fondamentales sur les propriétés de la matière indiquent que tous les corps en rotation doivent donner naissance à des champs magnétiques; quoique aucune théorie ne puisse

(1) *Astroph. Journ.*, XXXIII, 91.
(2) *Astroph. Journ.*, XXX, 10, et XXXVI, 14.

encore rendre compte des phénomènes du magnétisme terrestre, il est probable qu'ils sont produits par la rotation de la Terre autour de son axe; le Soleil, corps immense en rotation à une température qui exclut l'existence d'aimants permanents, offre un moyen de vérifier cette théorie. La forme de la couronne et le mouvement des proéminences suggèrent bien qu'il agit comme un aimant, mais la preuve directe manque. Dans ce but, un essai a été fait pour déceler l'effet Zeeman produit par le champ général du Soleil. »

Ces lignes de M. Hale indiquent le but de la recherche très importante qu'il a entreprise et qui n'a pu être menée à bout que grâce aux ressources considérables de l'Observatoire de Mont Wilson.

Le champ général du Soleil est en effet très faible et ne pouvait pas être mis en évidence par le procédé qui a permis la découverte de celui des taches. Il a fallu un spectrographe plus puissant et un analyseur différent.

Le spectrographe, du type Litrow, a une longueur focale de $22^{m},9$; il est muni d'un réseau plan de Michelson de grand pouvoir séparateur (622 traits au millimètre sur une surface de 67×126 millimètres); l'échelle du spectre pour λ 5900 est de $4^{mm},9$ par angström.

L'analyseur est formé d'un nicol fixe placé en avant de la fente. En avant de ce nicol on peut introduire sur le trajet du faisceau lumineux une lame demi-onde susceptible de tourner sur elle-même, ce qui compense la fixité du nicol, ou une lame quart d'onde complexe. Le nicol est disposé de façon que les vibrations parallèles à la fente soient transmises librement. La lame quart d'onde est formée de bandes de mica juxtaposées de 2 millimètres de large chacune et perpendiculaires à la fente. Les axes optiques de chaque bande sont inclinés de 45° sur la fente, les axes optiques de deux bandes successives étant perpendiculaires entre eux. Lorsque de la lumière polarisée circulairement traverse cette lame quart d'onde et le nicol, celui-ci transmet une des composantes de la vibration pour les bandes paires de la lame quart d'onde et l'autre composante pour les bandes impaires. En photographiant avec cet appareil le spectre du Soleil, les raies auront une apparence dentelée, s'il existe un champ magnétique sur le Soleil. Le phénomène est trop faible pour que la dentelure apparaisse à simple vue. C'est par des mesures qu'on a pu la mettre en évidence.

Il y a plusieurs vérifications possibles de la réalité des résultats.

Les raies de l'atmosphère ne doivent pas montrer de dentelure, aux erreurs de pointés près ; les résultats doivent changer de signe sur les spectres obtenus après rotation de 180° de la lame quart d'onde ou après rotation de 45° de la lame demi-onde ; la courbe représentant les déplacements en fonction de la latitude doit correspondre à la courbe théorique représentant les déplacements d'un triplet normal de Zeeman observé à des latitudes différentes dans le champ d'une sphère magnétique.

Ces vérifications sont assez bien satisfaites pour qu'on puisse admettre l'existence d'un champ magnétique général dans le Soleil. On trouve alors que les pôles magnétiques du Soleil se trouvent près des pôles de rotation, que la polarité du Soleil correspond à celle de la Terre, le pôle magnétique nord se trouvant près du pôle héliographique nord, et que, dans l'hypothèse où le magnétisme du Soleil serait dû à la rotation d'un corps qui transporterait une charge résiduelle, cette charge serait négative.

Le champ général magnétique du Soleil décroît rapidement en intensité quand on s'élève dans l'atmosphère solaire.

Une première valeur approchée de l'intensité verticale de ce champ aux pôles est 50 gauss.

FREDERICK-H. SEARES. — Courbe de déplacement du champ magnétique général du Soleil. — P. 99-125.

Etablissement des formules qui permettent d'établir la courbe théorique des déplacements du triplet normal de Zeeman observé à des latitudes différentes dans le champ du Soleil, à l'aide des appareils utilisés par M. George-E. Hale dans la recherche précédente. Étude de l'influence sur cette courbe de la polarisation elliptique introduite par les réflexions de la lumière sur les surfaces argentées des miroirs du cœlostat.

JULES BAILLAUD.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XLI, n°s 7, 8, 9, 10 ; 1913.

A. PARTZSCH et W. HALLWACHS. — Sur le pouvoir réflecteur des couches métalliques minces, l'effet longitudinal et la profondeur de pénétration en photoélectricité. — P. 247-272.

On sait [1] que l'effet photoélectrique produit par la lumière sur une couche mince métallique déposée sur une plaque de quartz est plus grand lorsque la lumière rencontre d'abord la plaque de quartz (face arrière) que lorsqu'elle tombe directement sur le métal (face avant) [2], et l'on attribue ce fait à un effet longitudinal de la lumière [3].

L'auteur cherche une explication dans les propriétés optiques des couches minces; il résulte de ses expériences que la quantité de lumière transmise est indépendante de la face offerte à la lumière, mais il n'en est pas de même des quantités de lumière réfléchie et absorbée: le pouvoir réflecteur croît constamment avec l'épaisseur lorsque la lumière rencontre d'abord le métal, et passe par un minimum lorsqu'elle rencontre d'abord le quartz pour atteindre dans les deux cas une valeur constante à partir d'une certaine épaisseur. Quand à l'absorption elle est 1/4 fois plus grande dans le deuxième cas que dans le premier.

Ces résultats sont conformes à la théorie des métaux (théorie de Voigt rappelée dans le mémoire) ce qui montre que les constantes optiques sont encore valables pour les couches minces. On peut alors en les appliquant à l'effet photoélectrique expliquer les phénomènes rappelés plus haut, ce qui amène à mettre en doute l'effet longitudinal qui, s'il existe, est en tout cas d'un ordre inférieur à celui qu'on lui a jusqu'ici attribué. En calculant le coefficient d'absorption des électrons, on trouve une valeur du même ordre que pour le coefficient d'absorption pour la lumière : on en déduit ensuite la profondeur de pénétration de l'effet photoélectrique (couche donnant 99 0/0 de l'effet observé) et on trouve une fraction de la longueur

(1) Kleemann, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXXIV, p. 92 ; 1910.
(2) Stuhlmann, *Journ. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 61 ; 1912.
(3) Robinson, *Journ. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 511 ; 1912.

d'onde, valeur inférieure à celles obtenues jusqu'ici expérimentalement.

BENKT SODERBORG. — Recherche concernant la relation entre l'absorption, la dispersion et la fluorescence de la lumière. — P. 381-402.

Les expériences ont porté sur l'éosine, l'érythrosine et la fluorescéine : en solutions aqueuses concentrées ces substances ne sont pas fluorescentes, mais elles le deviennent par dilution ; les solutions dans l'acétone aqueuse sont toutes fluorescentes.

Les bandes d'absorption des solutions aqueuses non fluorescentes présentent deux maxima à peu près égaux en intensité, et elles suivent la loi de Beer ; pour les solutions fluorescentes, le maximum situé du côté du rouge est beaucoup plus important que l'autre : la loi de Beer ne s'applique plus aux solutions aqueuses, mais s'applique aux solutions dans l'acétone. Si l'on essaie d'appliquer à ces résultats les formules de dispersion on trouve que dans le premier cas, la bande se décompose en deux bandes élémentaires, tandis que dans le deuxième cas elle se décompose en trois, et c'est la bande intermédiaire qui est cause de la fluorescence.

Pour les solutions concentrées, il peut y avoir une *fluorescence latente*, c'est-à-dire pour laquelle le spectre de fluorescence a même étendue et même structure que le spectre d'absorption : cette fluorescence masque alors l'absorption, mais les courbes de dispersion la mettent en évidence, car on constate que pour faire coïncider dans ce cas les courbes expérimentales avec les courbes théoriques, il faut introduire la troisième bande élémentaire intermédiaire. Lorsqu'on dilue, cette fluorescence latente se déplace vers le rouge et devient visible. Enfin en ce qui concerne la bande intermédiaire, les résultats sont d'accord avec l'hypothèse de Stark sur la coïncidence du spectre d'absorption et du spectre de fluorescence pour les bandes à courtes longueurs d'onde.

WILLIAM-JACOB JONES. — Sur le rapport entre la forme géométrique et la pression de vapeur, la solubilité et la stabilité. — P. 441-448.

On sait que, dans les cas des surfaces sphériques, l'influence de la courbure sur les tensions de vapeur est donnée par la formule de

Thomson-Helmholtz :

$$\frac{RT}{M}\log\frac{p_2}{p_1}=\frac{2\sigma}{d}\left(\frac{1}{r_2}-\frac{1}{r_1}\right)$$

formule dans laquelle p_1 et p_2 sont les tensions de vapeur au contact de gouttes de rayons r_1 et r_2 ; σ est la tension superficielle, d la densité de la solution, M le poids moléculaire de la vapeur, R la constante des gaz, T la température absolue.

Cette formule est généralisée dans le cas de surfaces solide-vapeur et solide-liquide (dissolution) lorsque la substance solide est isotrope ; σ désigne alors d'après Gibbs le travail nécessaire à la formation d'une unité de la surface de séparation. Dans le cas des électrolytes, il est nécessaire d'introduire une correction relative à l'ionisation.

Des expériences de Hulett [1] sur la solubilité du sulfate de baryum et du gypse en fonction de la grosseur des grains donnent respectivement pour σ 1.050 et 1.300 ergs.

La formule appliquée à quelques surfaces particulières montre que plus petite est la particule, plus grande est la solubilité; elle permet aussi de calculer le dégagement de chaleur accompagnant une variation de surface donnée; elle montre également que la stabilité est fonction de la forme géométrique.

J. STARK. — Sur la relation entre la fluorescence et l'ionisation. Notice relative aux mémoires de Volmer et de Pauli. — P. 728-738.

Dans ce mémoire, Stark développe son hypothèse sur la fluorescence et cite quelques faits qui la confirment ; il distingue deux sortes de bandes pouvant la donner, se présentant toujours toutes les deux dans le spectre d'absorption : lorsque la fluorescence est produite par la bande à courte longueur d'onde, elle est accompagnée d'ionisation, au contraire la bande à grande longueur d'onde ne donne que la fluorescence. Dans le premier cas, il y aurait séparation complète de l'électron de valence, dans le second cas, la vitesse étant trop faible pour qu'il y ait séparation totale, l'électron s'écarterait seulement de sa position d'équilibre pour y revenir en-

(1) Hulett, *Zeit. für phys. Chem.*, XXXVII, p. 385 ; 1901.

suite. On peut interpréter, dans cette dernière manière de voir, les expériences de Frank et Westphal ([1]) montrant que le courant de décharge dans la vapeur d'iode est augmenté par la fluorescence.

En supposant que la lumière excitatrice est polarisée, la théorie fait prévoir que dans le premier cas la lumière fluorescente ne le sera pas, tandis qu'elle le sera partiellement dans le deuxième cas, ce dernier fait ayant été observé par Wood ([2]), J. Frank et G. Hutz ([3]) sur la vapeur d'iode.

Le mémoire se termine par une courte critique du travail de Wolmer ([4]) qui aurait mal appliqué l'hypothèse et de celui de Pauli ([5]) qui n'a pas distingué les deux bandes d'absorption, et aurait appliqué à la bande à grand λ l'hypothèse concernant la bande à courte longueur d'onde.

M. VOLMER. — Remarque sur le mémoire de Stark ([6]) : « Sur la relation entre la fluorescence et l'ionisation ». — T. XLII, p. 485-486.

Réponse à Stark. Critique de ses expériences.

W.-E. PAULI. — P. 487.

Même sujet.

J. STARK. — A propos de la discussion des systèmes de séries du mercure; notice sur les explications de Paschen (rectification). — P. 488.

Remarque au sujet d'une date de publication.

L. Letellier.

([1]) J. Franck et W. Westphal, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. XIV, p. 159 ; 1912.
([2]) Wood, *Phys. Zeit.*, t. IX, p. 590 ; 1908.
([3]) J. Franck et G. Hutz, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. XIV, p. 428 ; 1912.
([4]) Wolmer, *Journ. de Phys.*, ce vol., p. 527.
([5]) Pauli, *Journ. de Phys.*, ce vol., p. 527.
([6]) *Ann. der Phys.*, t. XLI, p. 728 ; 1913.

W.-C. RÖNTGEN (travail fait en partie avec la collaboration de *A. Jaffé*). — Conductibilité électrique de quelques cristaux. Influence d'un rayonnement sur cette conductibilité. — P. 449-498. — (Première partie : *Dispositif expérimental. Nouvelle détermination de la constante piézoélectrique du quartz.*)

L'auteur a entrepris depuis longtemps des recherches sur l'action exercée par les rayons X sur la conductilité des isolants. Mais, avant de publier ses résultats, il a voulu faire une étude complète des différentes causes pouvant provoquer l'apparition d'une conductibilité dans les corps mauvais conducteurs et, en particulier, dans les corps cristallisés.

Dans cette première partie, il décrit complètement le montage qu'il a employé. Il s'en est servi pour déterminer la constante piézoélectrique de Curie qu'il trouve ($6,94 \times 10^{-8}$ par dyne) sensiblement plus grande que les valeurs données par Curie lui-même (6,32) et par d'autres expérimentateurs. D'ailleurs il a fait ses mesures sur trois lames différentes de la Société centrale des produits chimiques de Paris et en appliquant successivement sa propre méthode et la méthode de Curie. Les résultats ont été très concordants et sont encore confirmés par les mesures faites sur une lame de la maison Steeg et Reuter de Hambourg, qui présentait une légère erreur d'orientation.

Il semble donc bien que la valeur $6,94 \times 10^{-8}$ soit la valeur exacte du coefficient.

L. MANDELSTAM. — La rugosité des surfaces libres des liquides. — P. 609-624.

La théorie de l'équilibre statistique conduit à admettre que la surface de séparation de deux liquides ou leur surface libre n'est pas plane. Il se produit des fluctuations autour d'un plan moyen, et la surface de séparation est rugueuse. Si donc on éclaire une pareille surface, il doit, à côté de la lumière réfléchie, exister de la lumière diffusée. L'auteur calcule la forme de la surface de séparation et l'intensité moyenne du rayonnement diffusé. Il a vérifié qualitativement l'existence d'une diffusion sur la surface d'une séparation de l'alcool méthylique et du sulfure de carbone. L'intensité de la lumière diffusée augmente à mesure qu'on s'approche du point critique du mélange, c'est-à-dire à mesure que la constante capillaire diminue, ce qui est conforme à la théorie.

F. PRINGSHEIM. — Remarques à propos du mémoire de M. D. Hilbert, sur les principes d'une théorie élémentaire du rayonnement. — P. 589-591.

Le mémoire en question comprend deux parties, l'une qui est la reproduction d'un travail antérieur, et l'autre qui est nouvelle.

Dans cette seconde partie M. Hilbert énonce comme un axiome sur lequel il se serait appuyé dans la première partie la proposition suivante : « Dans l'état stationnaire, chaque rayonnement d'une longueur d'onde déterminée est pour lui-même en équilibre ».

M. Hilbert ne peut pas s'être appuyé sur cet axiome, puisqu'il a supposé avoir affaire à un rayonnement monochromatique, et d'ailleurs, en faisant cette hypothèse, ce n'est pas la loi de Kirchhoff qu'il a pu démontrer.

L'auteur critique encore la nouvelle démonstration de la loi de Kirchhoff donnée par M. Hilbert et qui est inspirée par un travail de M. Pringsheim lui-même. Il critique en particulier l'énoncé de l'axiome dont parle M. Hilbert et ses calculs qui paraissent reposer sur l'hypothèse qu'il n'y a ni diffusion ni réflexion.

Enfin M. Hilbert ne paraît avoir aucun argument sérieux à fournir contre les anciennes démonstrations de la loi de Kirchhoff.

David HILBERT. — Remarques sur les principes d'une théorie élémentaire du rayonnement. — P. 592-595.

L'auteur cherche à construire une théorie du rayonnement à « l'image de la géométrie », et pour cela il énonce cinq axiomes :

I. Axiome de l'équilibre de l'énergie totale ;

II. Axiome de l'équilibre de l'énergie correspondant à chaque valeur ;

III. Axiome sur la nature physique de la vitesse q de la lumière et des coefficients d'émission et d'absorption (η et α) ;

IV. Axiome sur la nature physique de la densité du rayonnement ;

V. Axiome sur l'existence de substances telles que $\frac{\alpha}{q^2}$ soit une fonction arbitraire donnée à l'avance de la longueur d'onde.

L'axiome II, seul, ou encore les axiomes III et IV, ou encore les axiomes I, III et V suffiraient, d'après l'auteur, comme bases pour

la loi de Kirchhoff, mais on ne pourrait pas s'appuyer uniquement sur I et III ou sur I et V.

K.-R. KOCH. — Elasticité de la glace. — P. 709-757.

L'auteur a repris avec beaucoup de soin des expériences sur l'élasticité de la glace au col de la Bernina. La valeur moyenne du coefficient d'élasticité à 7° est 626 kilogrammes par millimètre carré. L'auteur n'a pu décider si ce coefficient dépend de l'orientation des bâtons de glace employés, car si, pour un même échantillon, les résultats ne diffèrent que de 1 0/0, pour différents échantillons de même orientation, les différences atteignent 10 0/0 du module.

G. JAGER. — Théorie cinétique de la pression osmotique et des lois de Raoult. P. 855-865.

L'auteur, par des considérations cinétiques simples, explique la pression osmotique et retrouve quantitativement les lois de Raoult relatives à l'abaissement de la tension de vapeur et du point de fusion.

P. Job.

Adolf HEYDWEILER. — Sur les propriétés physiques des solutions salines et leurs relations entre elles (IV). Réfraction, dispersion et dissociation des sels dans l'eau. — P. 499-542.

On a étudié pour un grand nombre de solutions salines, dont la concentration a varié de 0,1 à 4 fois la concentration normale, les indices de réfraction pour la raie D à la température de 18°, la dispersion dans le spectre visible (raies de l'hydrogène H_α, H_β, H_γ) et, dans quelques cas, la dispersion dans l'ultra-violet jusqu'à la longueur d'onde $\lambda = 214\ \mu\mu$. Désignant par n_0 l'indice de réfraction de l'eau pure ($n_0 = 1,33327$), par n l'indice d'une solution saline contenant m équivalent-gramme par litre, la variation relative de n 0/0 est

$$\Delta n = 100 \frac{n - n_0}{m n_1} \text{ (1)}$$

Les valeurs de Δn de nombreux sels sont consignées dans un

(1) Voir *J. de Phys.*, 5e série, t. I, p. 254, 1911, et t. II, p. 337, 1912.

tableau. On tire de là :

$$(1) \qquad n = 1{,}33327 + \frac{4m}{300}\,\Delta n.$$

On remarque que, pour toutes les solutions, Δn diminue lorsque a concentration augmente, excepté pour HI ; il en est de même pour la variation Δ_s de la densité.

Si l'on représente par i le degré de dissociation électrolytique, on peut exprimer Δ_n sous la forme

$$(2) \quad \Delta_n = B_n + (A_n - B_n)\,i \qquad \text{ou} \qquad \Delta_n = A_n i + B_n(1 - i),$$

A_n et B_n étant des constantes, comme on l'a fait pour Δ_s. La concordance entre Δ_n et Δ_s s'étend même aux écarts de la règle précédente, chez les sels qui tendent à former des complexes et pour des concentrations qui approchent de la saturation. Les observations ont permis de calculer A_n et B_n, dont les valeurs sont aussi consignées dans des tableaux. La loi d'additivité est vérifiée pour Δ_n comme pour Δ_s. Pour les valeurs A_{nk} et A_{na} relatives au cation et à l'anion, on a encore, avec une grande exactitude,

$$A_{nk} = A_n - A_{na} \qquad \text{et} \qquad A_{na} = A_n - A_{nk}.$$

Employant pour la réfraction moléculaire l'expression de Lorenz-Lorentz, on obtient pour la réfraction d'une solution contenant par litre un équivalent M_1 d'une substance de densité s_1 et d'indice n_1, s et n étant les grandeurs correspondantes pour la solution :

$$(3) \qquad \frac{1000s}{s}\,\frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{1000s - M_1}{s_0}\,\frac{n_0^2-1}{n_0^2+2} + \frac{M_1}{s_1}\,\frac{n_1^2-1}{n_1^2+2},$$

d'où :

$$R_1 = \frac{M_1}{s_1}\,\frac{n_1^2-1}{n_1^2+2} = 1000\,\frac{n^2-1}{n^2+2} - \frac{1000s - M_1}{s_1}\,\frac{n_1^2-1}{n_1^2+2}.$$

Pour l'eau :

$$s_0 = 1, \qquad n_0 = \frac{4}{3} \qquad \text{et} \qquad \frac{1}{s_0}\,\frac{n_0^2-1}{n_0^2+2} = \frac{7}{34};$$

en introduisant les valeurs

$$s = s_0\left(1 + \frac{\Delta_s}{100}\right), \qquad n = n_1\left(1 + \frac{\Delta_n}{100}\right)$$

on trouve :

$$(4) \qquad R_1 = \frac{7}{34}\left\{ 36{,}30\Delta_n + 0{,}270\Delta_n^2 + M_1 - 10\Delta_s \right\}.$$

Remplaçant Δ_n et Δ_s par A_n et A_s ou B_n et B_s, on obtient la réfraction pour le sel ionisé ou pour le sel non ionisé. Pour la plupart des sels, les différences entre les valeurs de R_1, R_A et R_B, ne dépassent pas les erreurs expérimentales, ce qui confirme les résultats trouvés par Chéneveau [1], que l'ionisation agit très peu sur la réfraction du corps dissous; c'est aussi une vérification de l'applicabilité de la formule (3).

Si n_1 se rapporte aux grandes longueurs d'onde, R_1 représente le volume vrai de l'équivalent ; les modules des ions relatifs à la réfraction (exprimée par la formule de Lorentz) A_r permettent de calculer les volumes atomiques. Il se trouve que les volumes des divers atomes sont des multiples d'un volume unité qui est $\frac{1}{5}$ du volume de l'atome d'hydrogène. Ce volume unité est :

$$1{,}62 \,.\, 0{,}292 \,.\, 10^{-24} = 0{,}473 \,.\, 10^{-24} \text{ centimètres cubes;}$$

son diamètre est $0{,}967 \,.\, 10^{-8}$ centimètres. L'auteur a calculé les nombres relatifs à divers éléments, et les résultats concordent bien avec ceux qu'on a obtenus par d'autres méthodes.

L'étude de la dispersion dans la partie visible du spectre nous montre que, pour les sels des métaux légers et pour ceux de H et de AzH^4, la dispersion est à peu près indépendante du cation, ou au moins que l'influence de l'anion est fortement prédominante.

Les mesures de la dispersion dans l'*ultra-violet* ont donné les résultats suivants :

1° Dans l'ultra-violet Δ_n est encore une fonction linéaire de i;

2° Les droites $\Delta_n - i$ ont une inclinaison qui augmente lorsque la longueur d'onde diminue; elles divergent du côté de la dissociation croissante, et par suite la dispersion est plus grande pour les ions que pour les molécules non décomposées;

3° Les courbes qui représentent A_n en fonction des longueurs d'onde λ sont presque parallèles pour les sels qui ont un même anion et des cations différents, de sorte qu'on pourrait les amener à coïncider par un déplacement suivant l'axe des A_n;

---

(1) *J. de Phys.*, 4e série, t. VII, p. 362 ; 1908.

4° L'absorption est surtout influencée par le cation; par exemple, elle augmente suivant la série des chlorures LiCl, NaCl, CsCl; avec LiCl on peut photographier $\lambda = 214$ μμ; avec NaCl on ne peut dépasser $\lambda = 231$ μμ et, avec CsCl, 257 μμ;

5° La précision des mesures atteint quelques unités de la cinquième décimale de l'indice de réfraction; dans les limites de cette précision, toutes les courbes de dispersion, soit pour les ions ($A_n - \lambda$), soit pour les molécules ($B_n - \lambda$), peuvent être représentées par des équations à trois constantes, de la forme :

$$A'_n = a + \frac{M_a}{\lambda'^2 - \lambda_a'^2}, \qquad B'_n = b + \frac{M_b}{\lambda'^2 - \lambda_b'^2},$$

où

$$A'_n = 2\,\frac{A_n}{100} + \left(\frac{A_n}{100}\right)^2 = \left(1 + \frac{A_n}{100}\right)^2 - 1 = \frac{n^2}{n_1^2} - 1;$$

$\frac{n}{n_1}$ est l'indice de réfraction d'une solution ionique normale, par rapport à l'eau à la même température; B'_n est la valeur correspondante pour une solution moléculaire normale; $\lambda' = \frac{\lambda}{n_1}$ représente les longueurs d'onde dans l'eau, et les autres grandeurs sont les constantes connues de la dispersion; λ'_a et λ'_b sont donc les longueurs d'onde dans l'eau de la vibration propre ultra-violette pour les ions et pour les molécules.

On n'a ainsi, d'accord avec la théorie électronique de la dispersion, à admettre, aussi bien pour les molécules que pour les ions, qu'une seule espèce d'électrons en vibration.

Dans ce travail, l'auteur a utilisé non seulement ses propres observations et celles de ses collaborateurs, mais encore beaucoup d'autres puisées dans divers mémoires, dont il donne la liste bibliographique.

A. Corvisy.

R. GRAMMEL. — Sur l'Électrodynamique de la théorie de la relativité pour les corps en mouvement. — P. 570-580.

L'expression de la force électrodynamique dans le cas du vide ne s'étend pas immédiatement au cas de la matière en mouvement.

Dans les recherches qu'ils ont faites à ce sujet, Minkowski ([1]) et Max Abraham ([2]) ont été conduits à des termes différents : La solution d'Abraham, la plus en faveur, est conforme au principe de l'inertie de l'énergie. Mais si, dans l'expression de la force pondéromotrice de Minkowski, on fait abstraction du terme complémentaire, dont on peut remplacer l'influence sur les équations du mouvement en tenant compte de la variation de la masse d'inertie, on peut compléter cette expression de manière à satisfaire au principe de l'inertie de l'énergie.

Or les conditions qui conduisent à l'expression d'Abraham et à celle de Minkowski convenablement modifiée, mènent aussi à une troisième expression.

L'auteur s'impose les conditions suivantes : les expressions cherchées doivent satisfaire au principe de relativité ; elles doivent être les extensions les plus simples des expressions représentées symboliquement par la relation :

$$F = \Delta iv T^{0}$$

qui relie la force F au tenseur d'univers T^{0} pour le cas du vide; le tenseur d'univers doit répondre à la condition d'orthogonalité, être symétrique dans le cas du vide et conduire alors aux valeurs connues de la densité d'énergie électromagnétique, du vecteur radiant, de la densité d'impulsion, et de la force à la surface limite résultant des tensions de Maxwell.

Le résultat est celui-ci: il existe trois expressions différentes F', F'', F''', entre lesquelles on a la relation :

$$F'' = 2F' - F'''$$

L'expression de F' est identique à la solution d'Abraham, F''' concorde avec celle de Minkowski modifiée comme il a été indiqué.

La différence entre ces trois termes se manifeste quand on considère des vitesses variables. Les théorèmes de l'impulsion et de l'énergie prennent déjà des formes différentes dans les cas des corps animés de mouvements uniformes.

(1) H. Minkowski, *Zwei Abhandlungen über die Grundgleichungen der Elektrodynamik.* Leipzig, 1910.
(2) M. Abraham, *Rend. Palermo*, 28, p. 1-28, 1909 ; 30, p. 33-46 ; 1910.

Aucune considération ne semble actuellement militer en faveur de l'une de ces solutions à l'exclusion des deux autres.

E.-M. Lémeray.

Clemens SCHAEFER et Ernst JURETZKA. — Théorie des sons de combinaison dans les cordes et les membranes. — P. 581-592.

Dans un travail antérieur (1), l'un des auteurs a montré qu'en introduisant dans l'équation fondamentale d'Helmholtz des termes dépendant de la vitesse vibratoire, on obtient des équations d'après lesquelles les amplitudes des sons de combinaison croissent avec la fréquence des sons primaires. Des expériences récentes faites sur des membranes (2) ont montré qu'il en est réellement ainsi. Dans le présent mémoire purement mathématique, les auteurs étendent à une corde les équations établies pour un point matériel, et trouvent que l'introduction d'un terme d'amortissement du second degré met en évidence l'existence de sons de combinaison dans une corde vibrante, sons observés déjà par Tartini et Hallström avec des cordes de violon; les rapports d'amplitude de ces sons sont liés aux amplitudes des sons primaires de la même manière que pour un point matériel; leurs intensités relatives dépendent principalement de la distance de ces sons de combinaisons aux sons propres de la corde qui en sont voisins, de sorte que la complication est, en général, beaucoup plus grande que dans le cas du point matériel, qui n'a qu'une vibration propre.

Ils traitent ensuite le même problème pour des membranes et arrivent au même résultat en ce qui concerne les rapports d'amplitudes.

Clemens SCHAEFER. — L'origine des sons de combinaison (réponse à M. Peterson). — P. 871-872.

L'auteur ne trouve pas fondée une réclamation de priorité faite par M. Peterson (*Ann. d. Phys.*, t. XL, p. 815; 1913).

P. Lugol.

---

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. I, p. 414; 1911.
(2) E. Waetzmann et G. Mücke, *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, t. XV, p. 59; 1913.

G. SCHULZE. — La tension minima des soupapes électrolytiques dans la direction de passage du courant. — P. 593-608.

L'auteur montre, par l'étude oscillographique, que les soupapes électrolytiques ne laissent passer le courant dans la direction favorisée que lorsque la tension appliquée atteint une certaine valeur (tension minima); celle-ci dépend du métal constituant l'anode, de l'épaisseur de la couche active et de l'électrolyte. L'influence de ce dernier facteur est particulièrement importante; pour une dilution double, la tension minima croît de 7 0/0 en moyenne.

L'augmentation de la tension de formation, par contre, ne fait croître que très peu la tension maxima.

Celle-ci a pour valeur 10 volts environ, l'anode étant en tantale plongé dans une solution 0,2 normale d'un nitrate alcalin (tension de formation : 85 volts); pour les autres nitrates, la tension minima est de 30 volts; avec l'ion $\overset{+}{H}\overset{+}{H}$, elle atteint 46 volts. Les cations, facilement séparables par électrolyse, introduisent des complications; ils peuvent supprimer par dépôt l'effet-soupape (or, palladium) ou former une pile qui modifie la tension effective.

La tension minima du tantale est égale à 1,5 fois celle de l'aluminium pour une même tension de formation; l'anion donnant la plus faible tension minima est AlO^2 (4,3 volts). NO^2 et Cl donnent au contraire 18 volts; la raison de ces anomalies est inconnue.

A. WEHNELT. — Sur les rayons cathodiques « invisibles » de Goldstein. P. 739-750.

D'après Goldstein [1], les rayons cathodiques émanant d'une cathode occupant la section d'un tube cylindrique où le vide a été poussé très loin, se groupent en un faisceau médian facile à suivre dans tout le tube et en un faisceau périphérique divergent qui rend le verre fluorescent, mais invisible dans son trajet.

M. Wehnelt a employé ici une cathode se composant de trois parties bien isolées entre elles; le courant central se mesure avec un milliampèremètre et celui des parties annulaires avec un galvanomètre donnant un déplacement d'une division pour $1,8 \times 10^{-10}$ am-

(1) GOLDSTEIN, *W. A.*, LX, p. 491 (1897); *V. d. D. Ph. Ges.*, III, p. 192; 1901; — WEHNELT, *Ph. Z.*, II, p. 334 et 518 (1901); *Ann. d. Ph.*, p. 578 (1901).

père. Le courant total, fourni par une machine à influence est de l'ordre de 3 milliampères; à très basse pression, le courant annulaire est encore appréciable (premier anneau, 0,02 milliampère ; deuxième anneau, 0,003 milliampère).

Pour mesurer la densité de courant, l'auteur s'est servi d'une cathode percée d'un trou et d'une électrode-sonde isolée placée derrière elle (anode filiforme). On trouve ainsi (potentiels de décharge : 1 600, 2 000, 5 040 volts) que la densité de courant n'est constante que dans la partie médiane, là où elle est la plus considérable. L'effet est d'ailleurs trop grand pour être d'origine photoélectrique, comme M. Wehnelt l'avait pensé autrefois. En chargeant la cathode à un potentiel négatif, on constate une diminution de 40 à 70 p. 100 du courant recueilli par la sonde ; l'électricité serait donc transportée par des ions positifs. Les photoélectrons de l'aluminium n'ont aucune influence sur le phénomène.

M. Wehnelt a évalué la vitesse des rayons invisibles par déviation magnétique, en mesurant directement leur potentiel de décharge au moyen d'une sonde auxiliaire. Il conclut que les rayons invisibles ont une faible vitesse, que la forme de la trajectoire est due à la forme des surfaces de niveau au moyen du tube ; leur origine est la même que celle du faisceau central ; tous les électrons sont mis en liberté par l'arrivée de particules positives sur la cathode.

A. Grumbach.

F. HENNING. — Rectifications au travail « Thermomètres à hydrogène et à résistance entre 0° et — 193° ». — P. 1064.

Peter-Paul KOCH. — I. Sur la mesure de la répartition de l'intensité dans les raies spectrales. II. L'élimination de l'influence de l'appareil et la détermination de la répartition vraie de l'intensité. — P. 1-29.

Paul de la Gorce.

K. IHDE. — Recherches sur les propriétés magnétiques du manganèse, du bronze de manganèse et du chrome. — P. 829-853.

L'auteur a étudié les propriétés de diverses éprouvettes constituées soit par des barreaux solides, soit par des poudres du métal envisagé ayant des grains de différentes grosseurs, soit par des mélanges de ces poudres avec une substance inerte comme le plâtre.

Les propriétés magnétiques étaient déduites de l'attraction exercée sur l'éprouvette suspendue à l'extrémité d'un fléau de balance et placée entre les pôles d'un électro-aimant.

Toutes les substances étudiées, manganèse, bronze de manganèse, chrome, ont montré même dans le cas de substances chimiquement pures une susceptibilité magnétique qui varie avec le champ magnétisant, ce qui est la caractéristique du ferromagnétisme.

Dans le cas des poudres de manganèse, il a même été possible de mettre en évidence dans des champs d'environ 2.000 gauss le maximum de cette susceptibilité qui atteignait 150×10^{-6} pour la poudre la plus fine et $76,5 \times 10^{-6}$ pour la plus grosse. Il est à noter d'autre part que, dans le cas de la grosse poudre, une masse de $15^{g},7$ était nécessaire pour remplir le tube de verre contenant la matière à étudier tandis qu'il suffisait de 14 grammes pour la poudre fine.

La poudre de chrome la plus fine présentait dans des champs d'environ 2.000 gauss un maximum de susceptibilité d'environ 60×10^{6}.

Le recuit et la trempe modifient les propriétés magnétiques de ces substances.

R. Jouaust.

P. DEBYE et A. SOMMERFELD. — Théorie de l'effet photoélectrique au point de vue du quantum d'action. — P. 873-930.

Dans cet important mémoire, les auteurs partent d'une remarque essentielle indiquée par Planck dans sa *Dynamique des systèmes en mouvement* et qu'ils complètent, en l'énonçant comme il suit :

Un atome accumule l'énergie vibratoire incidente dans le mouvement de ses électrons, aussi longtemps que la grandeur d'action

$$\int (T - U)\, dt$$

ait atteint la valeur

$$\frac{h}{2\pi};$$

dès cet instant, l'électron devient libre et possède précisément l'énergie cinétique T.

Rappelons que U désigne l'énergie potentielle de l'électron, c'est-à-dire l'énergie de la liaison quasi-élastique, et h la constante de la loi du rayonnement.

Debye et Sommerfeld se placent à la fois au point de vue de Lenard, qui considère le phénomène comme un effet de résonance, et au point de vue de l'hypothèse des quantums de lumière développée par Einstein.

Dans une première partie se rapportant à la lumière monochromatique, les auteurs développent le calcul, dans le cas d'une résonance parfaite, puis imparfaite, entre l'onde incidente, et la vibration propre de l'électron, en tenant compte de l'influence d'un terme d'amortissement.

La seconde partie a trait à la lumière naturelle.

Enfin le travail se termine par des remarques critiques intéressantes sur la grandeur du « temps d'accumulation » dont il a été question plus haut, et sur la « cohérence » de la lumière.

Après avoir comparé les résultats du calcul avec l'expérience, Debye et Sommerfeld estiment avoir proposé une théorie « qui rend compte des principales particularités du problème photoélectrique, sans entrer en conflit avec l'électrodynamique ».

Marcel Boll.

R.-A. MILLIKAN. — Sur la valeur la plus vraisemblable du coefficient de viscosité de l'air. — P. 759-767.

Discussion des expériences précises de Rapp, de Gilchrist, de Hogg, de Tomlinson et de Grindley. — Il ressort de cette discussion que le coefficient de viscosité de l'air sec, à 23°, est :

$$\eta_{23} = 0{,}00018240,$$

avec une approximation de $\frac{1}{1.000}$.

Entre 12° et 30°, le coefficient de viscosité est donné, à $\frac{1}{1.000}$ près, par la formule :

$$\eta_t = 0{,}00018240 - 0{,}000000493\ (23^\circ - t).$$

Ces résultats ont une grande importance pour la précision des valeurs de la charge élémentaire d'électricité et du nombre d'Avogadro données par les expériences de Millikan et autres savants.

Jules Roux.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIV ; 1913.

MANNE SIEGBAHN. — Procédé pour montrer des photographies spectrales en couleurs correctes. — P. 412.

Les photographies sont obtenues au moyen d'un spectroscope à vision directe; pour la projection, on les sépare de la lampe à arc par l'appareil même qui a servi à les obtenir, et on les projette sur un écran au moyen d'une lentille de projection ordinaire.

BRUNO THIEME. — Un nouveau type de petits moteurs pour laboratoires. P. 412-413.

Petit moteur pouvant être tenu à la main ou fixé sur une table, et permettant de mettre en rotation divers objets, une mèche à percer ou une fraise par exemple; sa vitesse peut être réglée entre 0 et 2.400 tours par minute au moyen d'un rhéostat auxiliaire relié au moteur par un cordon bien protégé de 2 mètres de long ; le rhéostat et l'interrupteur sont logés dans une boîte dont les dimensions n'excèdent pas 20 centimètres, construit par le laboratoire de physique Thieme, à Berlin.

P. LUGOL.

HERMANN BEHNKEN. — Méthode pour la mesure de la capacité efficace d'une antenne. — P. 430.

Un transmetteur de télégraphie sans fil se compose essentiellement d'une bobine de self-induction réunie à la terre à l'une de ses extrémités et d'autre part à une antenne. Lorsque des oscillations parcourent ce système, l'antenne présente par rapport au sol une certaine capacité effective dont la détermination est assez délicate et qui varie avec la fréquence : la valeur C_A de cette capacité étant donnée dans le cas d'une antenne filiforme par la relation :

$$(1) \qquad C_A = \frac{\lambda C \sin \frac{2\pi l}{\lambda} \frac{c}{c'}}{2\pi \frac{c}{c'}},$$

l étant la longueur de l'antenne, C sa capacité statique par unité de longueur, c' la vitesse des ondes dans l'antenne et c leur vitesse dans l'air, λ la longueur d'onde des oscillations.

Pour déterminer cette capacité effective, l'auteur séparant l'antenne de la bobine de self-induction, met en parallèle sur celle-ci un condensateur variable dont il règle la capacité à la valeur C_1, de façon à ce que le système bobine de self-induction condensateur ait même période que le système primitif.

Lorsqu'on réunit de nouveau l'antenne à la bobine, on se trouve en présence de deux circuits accouplés, et il suffit de les exciter en couplage lâche par un troisième pour constater la production de deux ondes dont la différence de périodes permet de calculer le degré de couplage K des deux systèmes.

L'auteur montre qu'on peut calculer la capacité effective cherchée par la formule :

$$C_A = K^2 C_1. \qquad (2)$$

Les mesures faites par ce procédé donnent des résultats en assez bonne concordance avec ceux calculés par la formule (1).

Gotthelf LEIMBACH et Erich MAYER. — L'influence sur la capacité des antennes du pouvoir inducteur spécifique ou de la conductibilité des milieux voisins. — P. 447-451.

Les auteurs ont constaté que la longueur d'onde d'un système émetteur d'oscillations électriques primitivement étudié à l'air libre augmentait lorsqu'on le transportait dans les galeries d'une mine de carnallite. Cette augmentation était due à ce fait que le milieu environnant avait un pouvoir inducteur spécifique supérieur à celui de l'air.

Cet accroissement est d'autant plus notable que le nombre des spires de la bobine de self-induction en série avec l'antenne est plus faible.

Ces variations de longueur d'onde sont du reste d'autant plus importantes que l'espace d'air qui sépare l'antenne des parois de la galerie est plus restreint. Si, en même temps qu'une variation de la longueur d'onde, on constate une modification du décrément, cette modification indique à proximité de l'antenne la présence de masses d'eau ou de substances en solution.

GOTTHELF LEIMBACH. — L'augmentation d'énergie des émetteurs électriques de petite longueur d'onde. — P. 473-485.

L'auteur étudie des excitateurs produisant des oscillations ne dépassant pas 2 mètres de longueur d'onde, appareils destinés à l'étude des propriétés électriques de l'air, et cherche comment on doit les réaliser et les faire fonctionner pour leur faire rayonner la plus grande quantité d'énergie possible.

Les émetteurs qu'il utilise sont des excitateurs symétriques ayant la forme d'un double cône de 50 centimètres de longueur et de 30 centimètres d'ouverture. Le courant est fourni par une bobine d'induction, munie d'un interrupteur de Simon, le secondaire de cette bobine est fermé par l'intermédiaire d'une soupape électrique sur des condensateurs dont les armatures sont reliées par des résistances électrolytiques aux bornes de l'éclateur.

L'auteur constate qu'il n'y a aucune utilité à chercher à augmenter par des condensateurs convenablement disposés la capacité de l'excitateur.

Pour augmenter l'énergie, il faut augmenter la tension aux bornes de l'éclateur, sans cependant arriver à la production d'un arc. L'emploi d'éclateurs fractionnés est donc recommandable. On peut aussi faire jaillir l'étincelle dans l'air sous pression.

On doit également chercher à donner aux nombres de trains d'onde une valeur élevée (ce nombre dans de semblables appareils peut atteindre l'ordre de plusieurs milliers). On est donc conduit à donner au courant de charge de l'excitateur une valeur élevée. On pourrait aussi faire jaillir l'étincelle dans l'hydrogène.

W. ARKADIEW. — Disparition des propriétés magnétiques pour les oscillations électriques de courte longueur d'onde. — P. 561-562.

L'auteur a étudié, par une méthode sur laquelle il ne fournit du reste aucun renseignement, les propriétés magnétiques du fer et du nickel pour des oscillations électriques de très courte longueur d'onde. Il constate que ces propriétés s'affaiblissent rapidement quand la longueur d'onde diminue. Ainsi, dans des champs faibles, la perméabilité du fer, qui était de 80 pour des longueurs d'onde de 72 mètres, n'est plus que de 4,5 pour une longueur d'onde de $1^{m},31$

Passant en revue tous les travaux relatifs à l'aimantation du fer par des courants alternatifs, il conclut que, pour tous les courants dont la période est supérieure à 0,001 seconde, la perméabilité est sensiblement indépendante de la fréquence, puis elle décroît lentement lorsque la fréquence croît dans l'intervalle 10^3 à 10^9 ; la diminution est ensuite très rapide, et la perméabilité devient égale à l'unité pour les fréquences de l'ordre de celles des oscillations lumineuses ou des rayons restants, comme l'ont montré les travaux de Drude et de Hagen et Rubens.

J.-J. LONSDALE. — Les propriétés magnétiques de l'acier au vanadium (traduit de l'anglais). — P. 581-589.

L'étude a porté sur un acier contenant 3,5 0/0 de vanadium, 0,22 0/0 de manganèse et 0,60 0/0 de carbone. Ce métal est peu magnétique. Brut de forge, sa perméabilité maxima, atteinte dans un champ de 20 gauss, est de 424, et l'induction correspondant à un champ de 122 gauss ne dépasse pas 14900. Le recuit, loin d'améliorer les propriétés magnétiques, les affaiblit un peu. A l'état naturel, les pertes hystérétiques en ergs par centimètre cube et par cycle peuvent être représentées par la formule :

$$W = 0{,}0132B^{1{,}6}.$$

La trempe augmente notablement la force coercitive qui, après aimantation dans un champ de 91 gauss, atteint pour un circuit fermé la valeur de 44.

F. PASCHEN. — Galvanomètres de laboratoire. — P. 521-524.

Pour des études sur le rayonnement, l'auteur a utilisé un galvanomètre genre Thomson, dans lequel l'équipage mobile était placé dans le vide. Les appareils de ce genre ont l'inconvénient d'être difficiles à utiliser avec une sensibilité réduite. L'auteur décrit un appareil dans lequel la sensibilité assez élevée peut être réduite notablement le cas échéant, les conditions d'amortissement restant convenables. L'équipage mobile (3 petits aimants collés derrière un miroir suspendu par un fil de quartz) est enfermé dans une enveloppe de cuivre dont une partie est mobile, ce qui permet de faire varier l'amortissement.

La bobine de l'appareil est entourée sur cylindre de fer qui protège le galvanomètre contre les perturbations magnétiques extérieures.

HANS BUSCH. — Fonctionnement des arcs à mercure et des redresseurs à mercure en présence d'oscillations rapides. — P. 524-528.

On pouvait se demander si, par suite de l'inertie calorifique des électrodes, les arcs au mercure ne se comportaient pas d'une façon différente pour les courants de haute fréquence et pour les courants de basse fréquence.

Il n'en est rien, et en particulier les redresseurs à arc au mercure sont encore susceptibles de fonctionner pour des courants alternatifs de 200.000 périodes. Il y a là des faits en contradiction avec les idées courantes sur le mécanisme de l'arc.

L'auteur décrit un montage permettant d'utiliser les redresseurs à mercure comme doubleurs de fréquence.

HERMANN ROHMANN. — Production de l'excitation par chocs avec différents degrés de couplage. — P. 528-535.

Pour qu'un circuit primaire dans lequel jaillissent des étincelles relativement longues produise dans un circuit secondaire l'excitation dite par choc, il faut que le degré de couplage entre les deux circuits ait une valeur parfaitement déterminée et du reste peu élevée. Mais, si les étincelles primaires sont très courtes, il existe plusieurs degrés de couplage différents, pour lesquels on réalise l'excitation par choc.

Le premier phénomène s'explique facilement.

Par suite de la superposition dans les circuits de deux oscillations dont la différence de fréquence dépend du couplage, les valeurs maxima et minima de la différence de potentiel aux bornes de l'éclateur sont soumises à une fluctuation périodique et on peut concevoir que, pour un couplage donné, cette variation soit telle qu'à un moment donné la valeur maxima de la tension ne soit plus suffisante pour rallumer l'étincelle. Mais cette manière d'envisager la question ne saurait convenir au cas des étincelles courtes.

L'auteur croit que si, dans ce cas, plusieurs degrés de couplage

produisent l'excitation par choc, c'est une conséquence du fait que l'étincelle peut être considérée comme un conducteur n'obéissant pas à la loi d'Ohm.

Si un semblable conducteur est parcouru par un courant résultant de la superposition de deux oscillations de fréquences différentes, pour un rapport donné entre les périodes des deux oscillations, la différence de potentiel aux bornes contient un terme constant (1). Il décrit les expériences faites pour vérifier cette hypothèse.

R. JOUAUST.

GYÖZÖ ZEMPLÉN. — Fréquence des rayons de Röntgen et théorie des quanta. P. 423-424.

Application de la formule de Planck :

$$\varepsilon = h\nu = 6{,}55 \,.\, 10^{-27}\nu.$$

ε est calculé en admettant 10^{-3} comme degré d'utilisation (*Wirkungsgrad*) de la transformation « rayons cathodiques → rayons Röntgen » (W. Wien), d'où (V, différence de potentiel ; e, charge élémentaire) :

$$\begin{aligned}\varepsilon &= 10^{-3}Ve = 10^{-3} \times 200 \times 4{,}2 \times 10^{-10}, \\ &= 8{,}4 \times 10^{-11},\end{aligned}$$

ce qui donne pour :

$$\lambda = \frac{3 \times 10^{10}}{\nu} = 2 \,.\, 10^{-6} \text{ centimètre,}$$

valeur absolument contredite par les faits, puisqu'on estime que :

$$\lambda = 3 \,.\, 10^{-9} \text{ centimètre.}$$

L'auteur propose différents compromis, parmi lesquels il cite l'hypothèse de quanta d'émission de Planck, suivant laquelle l'absorption serait continue, alors que seule l'émission aurait lieu par quanta.

MARCEL BOLL.

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 953 ; 1912.

Franz FISCHER, Richard LEPSIUS, Ernst BAERWIND. — Sur le silicium et sa position dans la série des tensions thermoélectriques. — P. 439-446.

Des mesures effectuées par les auteurs, il résulte que certaines variétés de silicium possèdent par rapport au cuivre un pouvoir thermoélectrique fortement positif, tandis que d'autres variétés ont au contraire un pouvoir thermoélectrique fortement négatif. Ces deux espèces de silicium se placent aux deux extrémités de la série des tensions thermoélectriques : en associant le silicium positif au silicium négatif, on forme donc un couple thermoélectrique d'une force électromotrice élevée ($0^{v},368$ pour une différence de température de 450°).

Cette différence entre les pouvoirs thermoélectriques par rapport au cuivre des deux variétés de silicium, paraît être sous l'influence de différences d'ordre chimique entre les deux variétés. Un silicium qui ne renferme pas de silice en solution est positif au point de vue thermoélectrique : tel est le cas du silicium obtenu dans l'action de l'aluminium sur le fluosilicate de potassium — exempt de silice puisqu'il cristallise en présence d'aluminium — et du silicium fondu sous une couche de substances basiques (magnésie, chaux, alumine) qui peuvent se combiner à la silice. Au contraire, le silicium fondu au four électrique à électrodes de silicium, au contact de quartz ou à l'air libre, est négatif par suite de la dissolution de silice ; mais il suffit de le refondre sous la chaux ou la magnésie pour lui enlever la silice et le rendre de nouveau positif.

J. KŒNIGSBERGER. — Pouvoir thermoélectrique du silicium.

Courtes remarques sur le précédent travail. — La théorie des électrons explique la valeur élevée du pouvoir thermoélectrique par rapport au cuivre; la présence de fer en quantité plus ou moins considérable dans le silicium expliquerait la variation du pouvoir thermoélectrique, donc le changement de signe que l'auteur regarde comme un phénomène accessoire.

Heinrich HÖRIG. — Sur la force électromotrice aux chutes de températures d'un métal. — P. 446-447.

Peut-on établir expérimentalement l'existence d'une différence de

potentiel aux deux points d'un conducteur métallique qui sont à des températures différentes? Les toutes premières expériences entreprises par l'auteur pour répondre à cette question, semblent montrer que si cette différence de potentiel existe, elle est certainement, dans le cas de l'argent, inférieure à :

$$10^{-5} \text{ volt par degré.}$$

Si, au contraire, on calcule cette différence de potentiel par la théorie électronique, on trouve un résultat très supérieur, tandis que si on identifie la force électromotrice due aux chutes de températures avec l'expression $\int \sigma d\tau$, où σ est le coefficient d'effet Thomson, on trouve :

$$2{,}6 \times 10^{-6} \text{ volt.}$$

J. Guyot.

P.-P. EWALD. — Sur la théorie des interférences des rayons X dans les cristaux. P. 465-472.

Théorie qui, comme celle de Laue, attribue les maxima d'intensité à l'action simultanée de résonateurs, disposés régulièrement à l'intérieur du cristal et formant un réseau de diffraction à 3 dimensions. La théorie d'Ewald se distingue seulement de la théorie de Laue en ce que le problème y est idéalisé : cristal indéfini, validité des formules au voisinage du corps.

W.-H. BRAGG. — Réflexion des rayons X par les cristaux. — P. 472-473. (Traduit d'après le manuscrit anglais.)

L'auteur a reconnu nettement, en étudiant la réflexion des rayons X sur les faces cristallines par une méthode d'ionisation, l'influence de la nature de l'anticathode, influence déjà signalée par Friedrich (1).

J. STARK et H. KIRSCHBAUM. — Diffusion et intensité mobile des rayons-canaux. — P. 433-439.

Les auteurs considèrent d'abord ce que peut être le phénomène élémentaire de diffusion des $r-c$, résultant du choc d'une particule

(1) *Phys. Zeitsch.*, XIV, 317 ; 1913.

mobile des $r-c$ sur une molécule gazeuse fixe. Par suite du choc, une vitesse normale à l'axe du tube prend naissance, alors que la vitesse initiale, parallèle à l'axe, diminue. Ces modifications doivent dépendre des masses des particules soumises au choc et de la vitesse initiale; en particulier la diffusion doit croître quand cette vitesse diminue. Dans tous les cas, si l'on pouvait observer le phénomène élémentaire suivant l'axe du tube, l'intensité mobile serait moins grande que si le choc n'avait pas lieu.

En fait, on a toujours affaire à un phénomène très complexe puisque l'on utilise un faisceau de r-c; et ce n'est que dans des cas particulièrement simples qu'on peut espérer trouver dans le phénomène résultant une confirmation des idées émises sur le phénomène élémentaire. Dans ce but, Stark et Kirschbaum font les recherches suivantes :

1° Variation de l'intensité mobile des mêmes $r-c$ se déplaçant dans des gaz de poids moléculaires différents : la diminution de la vitesse axiale croît avec le p. m. du gaz mélangé.

2° Influence de la vitessse initiale pour les mêmes $r.c$ dans les mêmes gaz : Stark et Kirschbaum utilisent les $r.c$ d'un élément qui donne des atomions mono et divalents (1). Théoriquement, le rapport de vitesse maxima devrait être $\dfrac{\sqrt{\frac{2e}{m}\mathrm{V}}}{\sqrt{\frac{4e}{m}\mathrm{V}}} = \dfrac{1}{\sqrt{2}}$; l'expérience fournit un rapport plus grand. Stark et Kirschbaum concluent de là que la diffusion est plus grande pour les rayons lents (monovalents) que pour les rayons rapides (divalents).

3° Diffusion de $r-c$ de grande masse (Hg) dans différents gaz.

J. HERWEG. — Sur les phénomènes de diffraction des rayons Röntgen dans le gypse. — P. 417-420 (+ 1 planche).

Les phénomènes de diffraction des rayons X dans les cristaux, compliqués ordinairement, deviennent particulièrement simples dans le gypse pour les deux directions de clivage imparfait.

On fait tomber sur une mince lame de gypse, sous un angle d'environ 10°, dans l'un des plans de clivage précédents, un faisceau

---

(1) *Ann. d. Phys.*, 4e série, t. XL, 499 ; 1912.

délié de rayons X. On obtient alors des taches — les unes par réflexion, les autres par transmission — disposées sur un cercle.

Herweg montre que l'on rend compte *quantitativement* du phénomène en admettant que les molécules du cristal de gypse sont alignées suivant les directions de clivage, constituant ainsi une sorte de réseau de diffraction à trois dimensions. La variation de l'intensité des taches, quand l'angle d'incidence diminue, conduit à admettre pour les rayons X un spectre relativement large, sans que l'on puisse dire, d'ailleurs, si les différentes longueurs d'onde sont originaires du tube ou si elles sont imputables au gypse.

M. LAUE. — **Remarques critiques sur les explications des photogrammes de Friedrich et Knipping.** — P. 421-423.

Plusieurs théories ont été données, qui sont en contradiction réelle ou apparente avec la théorie interférentielle de Laue.

I. *Théorie de Stark.* — Elle est en opposition manifeste avec la théorie ondulatoire : elle suppose une structure corpusculaire des rayons X et admet que les maxima d'intensité correspondent à des directions de facile pénétration pour les corpuscules au travers des atomes disposés en réseau. Cette théorie est contredite par les faits, ainsi que l'a déjà montré Wulff [1] ; Laue apporte les objections nouvelles suivantes :

a) Une petite rotation du cristal provoque une variation des taches du photogramme qui ne peut être interprétée de façon purement géométrique, comme le voudrait la théorie de Stark.

b) Des recherches récentes de Laue et Tank ont montré que la forme des taches se modifie complètement si l'on éloigne suffisamment du cristal le tube à rayons X. Ce résultat paraît difficilement explicable par la théorie de Stark, alors que la théorie ondulatoire l'interprète facilement par la courbure de l'onde incidente.

II. — Les autres explications font correspondre chaque maximum de clarté à la réflexion régulière sur des plans déterminés dépendant du réseau cristallin.

Pour Mandelstam et Rohmann [2], il s'agit de surfaces de brisures réelles même quand elles ne sont pas visibles optiquement. Laue rejette cette explication qui, même si l'existence des plans précé-

(1) *Phys. Zeitsch.*, XIV, 217; 1913 ; — *J. de Phys.*, 5e série, III, 362, 1913.
(2) *Phys. Zeitsch.*, XIV, 220 ; 1913 ; — *J. de Phys.*, 5e série, t. III, p. 362; 1913.

dents était prouvée, serait en contradiction avec les idées fondamentales de l'optique ondulatoire sur la réflexion.

Laue examine la théorie de Bragg et montre qu'elle ne diffère pas essentiellement de la théorie interférentielle.

M. Barrée.

Victor Henri. — Méthode de mesure quantitative de l'absorption dans l'ultraviolet. — P. 515-516 (1).

Cette méthode, qui a déjà donné de nombreux et importants résultats, est basée sur la photométrie des spectrogrammes : on photographie sur la même plaque le même spectre d'étincelle avec ou sans absorbant, et on compense l'absorption en posant sans absorbant un temps plus court. On applique alors la formule de Schwarzschild :

$$\frac{I}{I'} = \left(\frac{t'}{t}\right)^n$$

(I et I' sont les intensités monochromatiques qui tombent sur la plaque, t et t' les temps d'exposition.)

Les résultats ont été contrôlés par trois sortes de mesures ;

1° Dans le visible par des mesures au spectrophotomètre ;

2° Dans l'ultraviolet extrême en comparant avec les résultats que donne la détermination de la vitesse d'hydrolyse de l'acide chloroplatinique (2) ;

3° Enfin par des mesures à la pile thermoélectrique dans toute l'étendue du spectre.

L'accord a été très satisfaisant ; il semble bien qu'on a là une méthode relative permettant de faire un grand nombre de déterminations « en série ».

Victor Henri. — Méthode simple pour obtenir un spectre continu dans l'ultraviolet. — P. 516.

Emploi de l'étincelle d'aluminium éclatant au milieu de l'eau. Il semble que la densité du milieu ait pour conséquence l'élargissement des raies fines jusqu'à l'obtention d'un spectre continu.

---

(1) Voir ce vol., p. 305.

(2) Marcel Boll, *C. R.*, t. CLVI, p. 138 ; 1913.

VICTOR HENRI. — Recherches quantitatives sur l'absorption des rayons ultraviolets par l'acétone. — P. 516-521.

1° L'acétone ne possède qu'une bande d'absorption dont le maximum est aux environs de 2.700 U. A... ;

2° La formule de Ketteler-Helmholtz (en supposant une seule sorte d'électrons) concorde avec l'expérience dans un domaine de 500 U. A.

Le nombre des électrons absorbants est égal au $\frac{1}{36}$ du nombre des molécules d'acétone ;

3° En s'appuyant sur une nouvelle hypothèse qui consiste à admettre, dans les molécules des corps organiques, des électrons de fréquences variables et se répartissant suivant la loi de Gauss, on peut poser pour l'absorption une formule exponentielle, qui est très bien vérifiée. Quelle que soit la valeur que l'avenir accordera à cette hypothèse, cette formule exponentielle conservera une certaine importance comme formule empirique.

OTTO STERN. — Sur la théorie cinétique de la pression de vapeur des corps solides monatomiques et sur la constante d'entropie des gaz monatomiques. — P. 629-632.

L'auteur, en s'appuyant sur la thermodynamique et sur la théorie cinétique classique, déduit la formule de Swach et Tetrode :

$$S_0 = \frac{5}{2} R + R \log \frac{(2\pi mk)^{\frac{3}{2}}}{Nh^3},$$

où R est la constante des gaz parfaits, N le nombre d'Avogadro, h la constante de Planck, $k = \frac{R}{N}$, m la masse d'une molécule et S_0 la constante d'entropie donnée par la relation :

$$S_a = \frac{5}{2} R \log T - R \log p + R \log R + S_0,$$

qui donne l'entropie S_a d'une molécule-gramme de vapeur saturante à la température absolue T et sous la pression p.

La démonstration repose uniquement sur la théorie moléculaire classique et sur la formule d'Einstein relative à la chaleur spécifique

des solides; elle n'a aucunement recours à l'hypothèse des quanta.

A. KORN. — Nouvelles considérations mécaniques sur le rayonnement noir et modification à la loi de distribution de Planck. — P. 632-633.

Essai pour établir un rapprochement entre la théorie électronique et les lois du rayonnement.

L'auteur attribue, dans le mouvement désordonné des particules, une vitesse proportionnelle à la racine carrée de la température absolue T de la forme $\pm a\sqrt{T}$ pour des temps $t = \pm \infty$ et admet la loi d'équipartition de Maxwell. Il s'ensuit que l'énergie rayonnante monochromatique est proportionnelle à :

$$\frac{\nu^4}{T\left(e^{\frac{\beta\nu}{2T}} - 1\right)^2},$$

alors que la loi du Planck donne :

$$\frac{\nu^3}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1}.$$

Cette nouvelle formule satisfait comme l'autre aux lois de Wien et à la loi de Rayleigh.

W. SEITZ. — Remarque sur le travail de Győző Zemplén : fréquence des rayons Roengten et hypothèse des quanta. — P. 659-660.

L'auteur prétend que le chiffre de $\frac{1}{1.000}$ pris pour le rendement en énergie de la transformation « rayons cathodiques → rayons Rœntgen » est beaucoup trop petit. Il paraît vraisemblable qu'une petite partie des électrons qui rencontrent l'anticathode se trouve ramenée du premier coup au repos : ceux-là seuls produisent les rayons durs qu'on observe en dehors du tube ; les rayons plus mous seraient retenus par le verre.

Marcel Boll.

J. GEDULT v. JUNGENFELD. — Sur le passage des rayons β à travers la matière. P. 507-514.

Ce travail a pour objet d'étudier comment l'absorption des rayons β traversant la matière s'écarte de la loi exponentielle :

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}$$

H. W. Schmidt a donné la relation théorique suivante entre le coefficient d'absorption μ, la densité D et le poids atomique de l'élément simple absorbant :

$$\frac{\mu}{D} = \sqrt{\frac{c_1}{\sqrt{A}}\left(\frac{c_1}{\sqrt[3]{A}} + 2c_2 A\right)},$$

c_1 et c_2 étant deux constantes (1).

Une formule plus compliquée donne une relation du même genre pour les combinaisons (2).

Pour calculer $\frac{\mu}{D}$ qui est une fonction de l'épaisseur, on emploie la formule du même auteur :

$$\frac{\mu}{D} = \left(\frac{\mu}{D}\right)_0 + 2rx.$$

E. v. SCHWEIDLER. — Sur le rayonnement α de couches épaisses. — P. 505-507.

On considère une plaque plane parallèle indéfinie, d'épaisseur h, dans laquelle une matière émettant des particules α est également répartie. L'auteur calcule le nombre de particules émises, en assignant une valeur unique au libre parcours R et en négligeant tout phénomène de dispersion. On a :

$$n = \frac{Nh}{2}\left(1 - \frac{h}{2R}\right) \text{ pour } h \leq R,$$

$$n = \frac{NR}{4} \text{ pour } h \geq R,$$

où N est le nombre de particules émises par l'unité de surface.

(1) *Phys. Z.*, X, 929 ; 1909.
(2) *Ibid.*, XI, 262 ; 1910.

On calcule de même le libre parcours restant qui serait le libre parcours dans le milieu extérieur si celui-ci absorbait les rayons X comme la plaque elle-même. On en déduit l'ionisation hors de la plaque, en particulier dans le cas d'une masse contenant de l'émanation où $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ est la valeur idéale de $\frac{\mu}{D}$ pour l'épaisseur $x = o$ et r une constante.

Les éléments Pb, Ir, Ta, Sb, Su, Cd, Ag, Rh, Zn, Cu, Ni, Fe, S, Al, Mg, C se rangent bien dans l'ordre indiqué par la formule de Schmidt, mais les valeurs expérimentales de $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ sont supérieures aux valeurs théoriques ; l'auteur explique cette divergence par l'épaisseur trop grande des feuilles métalliques employées et aussi par un défaut d'homogénéité de celles-ci.

Les expériences sur les alliages et les sels halogénés fournissent des résultats qui concordent avec la théorie de Schmidt d'une manière assez satisfaisante.

J. ZENNECK. — Sur le fonctionnement des soupapes électrolytiques à aluminium, en particulier dans le cas de la haute fréquence. — P. 535-540.

Expériences sur des soupapes dont une électrode est en aluminium, l'autre en plomb ; l'électrolyte est une solution de phosphate d'ammonium à 3 0/0.

De beaux oscillogrammes montrent que la formation de la soupape est d'autant plus rapide que la surface de l'électrode d'aluminium est plus petite ; l'auteur est d'accord avec Mayrhofer [1] sur l'influence de la densité de courant qui favorise le rendement.

M. Zenneck a étudié l'effet de courant de haute fréquence de 4000 à 10000 oscillations par seconde.

L'effet soupape subsiste, mais une grande densité de courant est indispensable. On peut transformer le courant en un courant de fréquence double au moyen de deux soupapes et d'un circuit secondaire symétrique contenant une self et une capacité [2]. Il semble avantageux d'intercaler des accumulateurs dans les deux branches primaires.

L'électrode active est, dans ces expériences, un fil d'aluminium.

A. Grumbach.

(1) Mayrhofer, *E. T. Z.*, XXI, 913, 926 ; 1900.
(2) J. Zenneck, *W. A.*, LXIX, 858 ; 1899.

N. LINNITSCHENKO. — Sur l'existence d'une dispersion électrique dans le benzol, le toluol et le pétrole. — P. 543-555.

L'auteur utilise trois variantes de la méthode fondée sur la propagation des ondes électriques le long des fils, et mesure en fonction de la longueur d'onde dans l'air, soit la variation de l'indice de réfraction électrique, soit cet indice en valeur absolue.

Il ressort de ses expériences, que le benzol, le toluol et le pétrole ne présentent aucune dispersion appréciable dans un intervalle de demi-longueurs d'onde (dans l'air) allant de 330 à 350 millimètres. Les « bandes de dispersion » constatées dans cet intervalle par Colley et par Obolensky représentent des variations de l'indice qui, contrairement à l'opinion de ces auteurs, ne dépassent pas la limite des erreurs expérimentales.

De la discussion de ces erreurs l'auteur conclut que les autres bandes de dispersion observées par les mêmes auteurs dans d'autres intervalles de longueur d'onde pour le benzol, le toluol, le pétrole et l'acétone, doivent également être considérées comme rentrant dans la limite des erreurs d'observation; et que la soi-disant « bande du méthyle », caractéristique du groupe méthyle, n'a pas d'existence objective.

A.-R. COLLEY. — Sur l'existence d'uue dispersion électrique dans le benzol, le toluol et le pétrole. (Observations sur le mémoire de Linnitschenko portant le même titre) (1). — P. 898-903.

L'auteur défend ses conclusions antérieures et les maintient.

CH. FORTIN.

---

(1) Ce vol., p. 948.

SUR LES RAYONS β DE LA FAMILLE DU RADIUM ;

Par M. JEAN DANYSZ.

1. Ce mémoire est un exposé ([1]) des expériences que j'ai effectuées au laboratoire de Mme Curie sur les rayons β des éléments de la famille du radium.

Je me suis proposé en premier lieu d'étudier les vitesses d'émission des rayons β de la radioactivité induite du radium.

On savait, depuis Henri Becquerel, que ces rayons possèdent des vitesses comprises entre la vitesse de rayons cathodiques moyennement durs, et des vitesses voisines de celle de la lumière.

Mais il restait à décider si ces rayons sont émis par faisceaux distincts de vitesses déterminées, ou bien s'ils possèdent vraiment toutes les vitesses possibles comprises entre les limites extrêmes. Les expériences basées sur la radiographie, qu'on avait entreprises pour élucider ce point n'avaient donné aucun résultat ; d'autres travaux, basés sur l'étude de l'absorption des rayons β par la matière, avaient conduit à des conclusions contradictoires.

La principale difficulté de ces expériences vient de ce que les rayons β subissent de grandes modifications lorsqu'ils rencontrent ou traversent la matière ; à la suite d'une analyse des travaux effectués, on devait conclure qu'après avoir rencontré la matière, un faisceau de rayons parallèles et de même vitesse cesse d'avoir une direction et une vitesse déterminée. Dans la plupart des travaux effectués par la méthode radiographique, on employait une grande quantité de matière au voisinage immédiat de la source radioactive, soit comme support de la substance radioactive, soit comme écran limitant un faisceau de rayons ; cette matière suffisait pour donner toutes les vitesses possibles à des rayons qui pouvaient être émis initialement par faisceaux distincts de vitesses déterminées.

C'est pour avoir tenu compte de cette difficulté, que MM. O. Hahn et v. Baeyer et Mlle Meitner purent montrer que les rayons β d'un grand nombre d'éléments radioactifs sont émis par faisceaux distincts de vitesses déterminées : ces auteurs employaient, en effet, comme source radioactive, un fil métallique fin recouvert de substance

([1]) Les expériences ici décrites font l'objet d'un mémoire plus étendu qui paraîtra prochainement dans les *Annales de Physique*.

radioactive, et suspendu par ses extrémités à l'intérieur d'une boîte métallique, parallèlement à une fente qui servait à limiter un faisceau de rayons. Ainsi furent étudiés les rayons β de la plupart des éléments de la famille du thorium et ceux au minimum du Ra D et du radium privé de ses descendants.

On n'avait pas encore de résultats sur les rayons β des éléments radioactifs les mieux connus de tous, à savoir ceux qui constituent la radioactivité induite du radium; je me suis proposé de combler cette lacune.

Comme source radioactive, j'ai pris un tube de verre rempli d'émanation du radium.

L'émanation produit dans ce tube, en se détruisant elle-même, les éléments de la radioactivité induite, les Ra A, B, C et, quelques heures après son introduction, elle est en équilibre radioactif avec eux; dès ce moment les quantités des divers éléments présents, sans changer de valeurs relatives, décroissent suivant la loi de l'émanation, c'est-à-dire de moitié en quatre jours.

On a ainsi des sources pouvant servir une dizaine de jours.

Afin de ne pas modifier les rayons, j'ai employé des tubes extrêmement petits : leur diamètre extérieur était de $0^{mm},2$, l'épaisseur de leurs parois environ $0^{mm},01$ et l'émanation y occupait une longueur de 5 à 8 millimètres.

L'émanation provenait d'une solution contenant environ $0^{gr},250$ de radium; je l'obtenais mélangée à une grande quantité de gaz tonnant et de gaz carbonés produits par la décomposition par les rayons d'une part de l'eau de la solution, d'autre part de la graisse des robinets qui fermaient le récipient contenant la solution.

Ces gaz étrangers occupant un volume atteignant plusieurs centaines de centimètres cubes, il fallait les éliminer pour pouvoir intro duire l'émanation dans les petits tubes décrits plus haut. Cette purification de l'émanation s'est effectuée par la méthode de M. A. Debierne [1], qui consiste essentiellement à oxyder l'hydrogène et les gaz carbonés par l'oxyde de cuivre porté au rouge, à fixer l'oxygène sur du cuivre, l'eau formée sur de l'anhydride phosphorique, et l'acide carbonique sur de la potasse caustique déshydratée par fusion; la purification de l'émanation est achevée par distillation fractionnée dans le vide à de basses températures.

---

(1) *C. R. Ac. Sc.*, mai 1909.

Le tube d'émanation est suspendu en S (*fig.* 1) à l'intérieur d'une boîte en laiton, dont un tiers est rempli par du plomb jouant le rôle d'écran, et dont le dessus porte une fente F parallèle au tube. La boîte de laiton est elle-même logée dans une autre boîte en laiton A de 2 centimètres de large, 11 centimètres de long et 12 centimètres de profondeur dont le bord supérieur R est élargi et rodé avec soin sur sa face supérieure; le couvercle B est rodé sur sa face inférieure, il porte un tube muni d'un manomètre latéral et communiquant avec une pompe de Gaede. Si l'on applique l'une sur l'autre les surfaces rodées après les avoir graissées, on obtient un joint très étanche qui permet de faire le vide dans la boîte A. Il est, en effet, nécessaire d'enlever l'air, pour éviter la dispersion que les gaz font subir aux rayons β.

La boîte A était placée entre les pièces polaires planes d'un puissant électro-aimant de Weiss, et l'on avait ainsi un champ magnétique sensiblement uniforme, parallèle au tube et à la fente, dans un volume cylindrique d'environ 10 centimètres de diamètre.

Les particules β qui sortent de la fente F sont émises dans une direction sensiblement normale au champ magnétique: on sait que dans ces conditions elles décrivent des cercles dans un plan perpendiculaire au champ et dont le rayon R est donné par l'équation de Lorentz:

$$RH = \frac{mc}{e} \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

où H est le champ magnétique; $e:m$, le rapport de la charge à la masse de la particule β, vaut $1,772 \, . \, 10^7$ u. e. m.; c est la vitesse de la lumière, soit $3 \, . \, 10^{10}$ centimètres par seconde, et β la vitesse de la particule β mesurée en prenant c pour unité.

Les particules β qui s'échappent de la fente F dessinent donc autant de cercles distincts qu'il y a de faisceaux possédant des vitesses différentes: pour mettre en évidence l'existence de tels faisceaux, j'ai placé des plaques photographiques sur la trajectoire des particules β soit parallèlement, soit perpendiculairement au champ magnétique.

J'ai obtenu ainsi des radiographies (1) affectant la forme de cercles passant par S et F. J'ai pu compter jusqu'à environ 23 cercles. J'ai constaté en même temps cette particularité importante que les cercles

(1) *C. R. Ac. Sc.*, juillet et novembre 1911; *le Radium*, janvier 1912.

ont des opacités très différentes, ce qui signifie que le nombre d'électrons constituant les divers faisceaux est très variable.

Je me suis proposé alors de poursuivre l'étude de ces rayons.

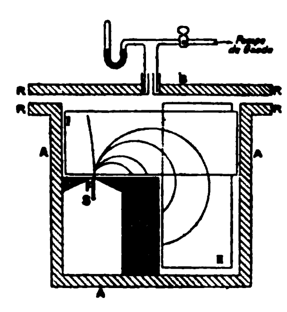


Fig. 1.

2. *Ralentissement des rayons β par la matière.* — En premier lieu, il m'a semblé utile de déterminer avec toute la précision possible les vitesses des divers faisceaux.

Pour cela il fallait se rendre compte dans quelle mesure ces vitesses sont diminuées par les parois du tube de verre; j'ai entrepris dans ce but une étude plus générale du ralentissement des rayons β par la matière.

Je me suis servi du même appareil que précédemment, les plaques photographiques étaient placées parallèlement au champ magnétique et perpendiculairement au plan du tube et de la fente au-dessus de l'écran de plomb. Les radiographies avaient dans ce cas la même apparence que les spectres lumineux. Après avoir obtenu avec un même tube toute une série de radiographies, j'ai refait les mêmes expériences mais en recouvrant le tube d'une gouttière faite avec le métal dont je voulais étudier l'action retardatrice. Cette gouttière produisait sur les spectres magnétiques deux modifications : les lignes étaient d'abord déplacées vers la fente, ce qui indique un ralentissement; elles étaient ensuite élargies, ce qui indique que les faisceaux cessent d'avoir des vitesses déterminées. Lorsque je prenais des écrans de plus en plus épais, les lignes finissaient par se toucher, et alors le spectre magnétique devenait continu : c'était le spectre obtenu dans tous les travaux antérieurs.

Les résultats quantitatifs de cette étude sont rassemblés dans le tableau 1.

TABLEAU I

Numéro du faisceau	γ = RH cm × gauss			$\delta\gamma$ Diminution $\delta\gamma$ de RH résultant de la traversée d'un écran pesant 0gr,01 par cm²					
	a	*b*	Moyennes	Al	Sn	Cu	Ag	Au	Moyennes
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
5....	1395	1388	1391	124	102	110	97	95	107
8....	1699	1662	1681	95	111	126	103	96	106
9....	1753	1743	1748	90	80	103	93	87	91
11....	1925	1911	1918	66	64	74	66	58	66
12....	1990	1977	1983	61	64	81	62	70	68
13....	2066	2027	2047	56	»	»	»	»	56
14....	2226	2222	2224	57	48	64	42	46	51
15....	2280	2269	2275	48	»	56	»	40	48
16....	2952	2927	2939	37	52	58	38	49	49
17....	3234	3221	3227	48	»	»	»	»	48
20....	4797	4781	4789	39	»	35	58	32	41
24....	5850	5800	5830	32	57	54	47	37	43

La colonne 1 représente les numéros des faisceaux les plus intenses, ceux dont les raies étaient faciles à repérer sur les radiographies. Les colonnes 2 et 3 donnent les valeurs du produit RH obtenues avec deux tubes d'émanation différents, pour avoir RH, le champ magnétique était mesuré au moyen d'une balance de Cotton et R était calculé d'après les dimensions de l'appareil et la position de la raie sur le spectre magnétique.

La colonne 4 est la moyenne des colonnes 2 et 3 et représente les valeurs de RH adoptées définitivement.

Les colonnes 5, 6, 7, 8, 9 représentent les diminutions de RH observées en recouvrant le tube d'émanation d'une gouttière pesant 0gr,01 par centimètre carré en aluminium, étain, cuivre, argent et or. Pour avoir ces nombres, j'ai déterminé les produits RH sur les spectres obtenus avec les tubes recouverts des divers écrans, et je les ai retranchés des nombres de la colonne 4. Les produits RH sont connus avec une précision d'environ 1,5 0/0; leurs différences sont, dans le cas le plus favorable, d'environ 10 0/0 de la valeur de RH, elles sont donc déterminées avec une précision d'au plus 15 0/0. A ce degré de précision on ne peut observer aucune différence systématique entre les nombres des colonnes 5 à 9 ; et l'on peut conclure que le ralentissement des rayons β par la matière dépend avant

tout du poids de l'écran par centimètre carré. Dans la colonne 10, j'ai placé les moyennes des nombres des colonnes 5 à 9.

Si l'on admet que le ralentissement des rayons β est produit par la rencontre des électrons présents dans la matière, les résultats obtenus ici montrent qu'en première approximation le nombre d'électrons est proportionnel à la densité ; et, dans le cas particulier des métaux ici étudiés, ce résultat est d'accord avec d'autres recherches, notamment de sir J.-J. Thomson et Rutherford, d'après lesquelles le nombre d'électrons contenus dans un atome est proportionnel au poids atomique.

Les résultats expérimentaux ici trouvés sont trop peu précis pour que l'on puisse développer davantage ces considérations ; j'ai voulu seulement par ces quelques lignes montrer l'intérêt théorique que peut avoir une telle étude.

Dans ce travail, cette étude a seulement servi à la détermination du ralentissement des rayons β par les parois des tubes d'émanation.

J'ai pu ainsi obtenir le tableau II des vitesses des rayons β. Les faisceaux de 1 à 4 n'ont pu être observés avec les tubes d'émanation: nous verrons plus loin de quelle manière ils ont été déterminés.

3. — *Attribution des rayons* β *aux* Ra B *et* C. — Il était ensuite intéressant de se rendre compte de quelle manière les divers faisceaux doivent être répartis entre les quatre éléments radioactifs présents dans les tubes, à savoir l'émanation et les Ra, A, B, C.

Presque en même temps que mes premiers mémoires, fut publié un travail de(1) O. Hahn, von Baeyer et Mlle Maitner sur le même sujet : ces auteurs employaient comme source des fils métalliques recouverts soit de mélange Ra B et Ra C, soit de Ra seul : ils trouvèrent ainsi neuf faisceaux qu'il était facile d'identifier avec neuf des faisceaux forts du tableau II. La question se posait donc de savoir si les autres faisceaux proviennent des Ra B et C, et sont passés inaperçus par les auteurs allemands ou bien s'ils proviennent des autres éléments radioactifs présents dans les tubes. Avant d'aborder une étude plus complète de cette question, j'ai voulu m'assurer s'il est possible de retrouver les 23 faisceaux avec un fil recouvert de Ra B et C.

J'ai donc refait (2) les mêmes expériences avec un fil activé dans l'émanation et j'ai bien retrouvé tous les faisceaux déjà observés,

---

(1) *Phys. Zeiths.*, p. 1099; 1912.
(2) *Le Radium*, p. 4; 1913.

plus les quatre faisceaux lents que je n'avais pas observés avec les tubes par suite de leur absorption presque complète par les parois des tubes : ce sont les quatre premiers faisceaux du tableau II.

TABLEAU II

Numéro du faisceau	RЗС (cm : gauss)	Vitesse β par rapport à la vitesse de la lumière	Énergie de la particule $\beta \times \frac{10^{-13}}{e}$ (u. e. m.)
1	660	0,361	0,366
2	662	0,362	0,367
3	766	0,412	0,492
4	789	0,422	0,522
5	1418	0,642	1,548
6	1491	0,660	1,680
7	1579	0,682	1,865
8	1690	0,706	2,090
9	1766	0,722	2,259
10	1825	0,733	2,390
11	1935	0,753	2,630
12	1995	0,763	2,822
13	2058	0,772	2,192
14	2242	0,785	3,350
15	2285	0,803	3,445
16	2947	0,867	5,121
17	3235	0,888	5,88
18	3534	0,903	6,68
19	4133	0,927	8,33
20	4797	0,943	10,18
21	4922	0,945	10,53
22	5047	0,948	10,89
23	5173	0,950	11,24
24	5838	0,960	11,16
25	6073	0,964	15,83
26	environ 11200	0,988	28,9
27	plus de 18100	0,996	46,2

J'ai pu vérifier par ces expériences que les corrections dues aux parois des tubes sont exactes, les nombres trouvés pour la vitesse des rayons étant les mêmes (avec une erreur de 1 0/0 au plus sur les produits RЗС), soit que l'on utilise les fils activés, soit que l'on utilise les tubes d'émanation, quitte à tenir compte, dans ce dernier cas, du ralentissement par les parois du tube.

Dans un travail tout récent (¹), MM. Rutherford et Robinson

(¹) *Phil. Mag.*, octobre 1913 ; ce vol., p. 1001.

viennent de donner des résultats d'un grand intérêt. Leur dispositif est identique au mien, sauf quelques perfectionnements : la fente employée est plus large, ce qui permet une meilleure utilisation des rayons, et des écrans protègent la plaque photographique des rayons diffusés par les parois. Rutherford et Robinson emploient un fil recouvert de Ra B et Ra C ou de Ra C seul, ils ont pu montrer que le Ra B émet 16 faisceaux dont les vitesses sont comprises entre 0,823 et 0,365 et que le Ra C émet 48 faisceaux dont les vitesses sont de 0,9858 à 0,632. Les spectres magnétiques des rayons de ces deux éléments empiètent donc l'un sur l'autre.

Un point intéressant mis en évidence dans ce travail est le suivant : les 29 faisceaux les plus rapides du Ra C dont les vitesses vont de 0,9858 à 0,946 représentent pour chaque électron émis, des énergies qui sont des multiples entiers du nombre $0{,}4284 \cdot 10^{13}\ e$; le facteur de multiplication va de 59 à 24, il diminue de 2 unités quand on passe d'un faisceau au plus lent, jusqu'au 7e faisceau, puis de 1 unité du 7e au 29e.

Tableau III. — *Rayons* β *des* Ra D *et* Ra E

Numéro du faisceau	$H\rho$	β	Énergie $\times \frac{10^{-13}}{e}$ (u. e. m.)
1	602	0,342	0,309
2	607	0,344	0,311
3	718	0,390	0,435
4	743	0,402	0,468
5	4900	0,944	

Rayons β *des* Ra D *et* E. — J'ai examiné les spectres magnétiques des rayons émis par les fils activés après disparition des éléments de la radioactivité induite à courte vie ; ces fils étaient alors recouverts de Ra D et E.

J'ai obtenu ainsi un spectre de cinq faisceaux (voir tableau III) dont trois ont été déjà observés par Hahn : le plus rapide a été attribué par cet auteur au Ra E, les faisceaux 3 et 5 au Ra D.

4. *Charge des rayons* β (en collaboration avec M. William Duane). — L'émission des rayons β par les Ra B et C se présentant sous forme d'un si grand nombre de faisceaux de vitesses distinctes, il était important de déterminer le nombre d'électrons par atome radioactif qui constituent tous ces faisceaux.

Nous avons entrepris, dans ce but, M. Duane et moi, de déterminer

la charge électrique transportée par les rayons α et β d'une quantité déterminée d'émanation en équilibre avec les Ra A, B, C.

Comme source radioactive nous avons employé une bulle d'émanation d'environ $0^{mm^3},5$ refoulée au moyen de mercure à la partie supérieure d'un petit ballon de verre à parois minces (environ $0^{mm},01$) et de 15 millimètres de capacité.

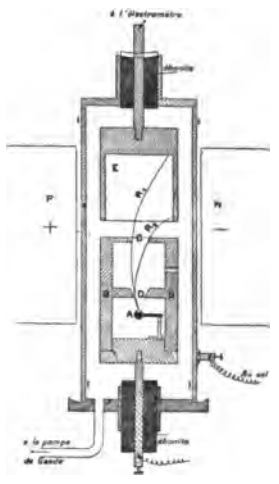


Fig. 2.

Le ballon était placé en A (*fig.* 2) ; des écrans circulaires D et C limitent un faisceau de rayons représentant une fraction connue (0,00400) de l'ensemble des rayons émis dans toutes les directions. La charge transportée par ce faisceau est reçue dans un cylindre de Faraday E et est mesurée au moyen d'un quartz piezoélectrique soigneusement étalonné. La source A ainsi que le cylindre E sont enfermés dans une boîte métallique I où nous réalisons un vide élevé (moins de $0^{mm},0001$ de mercure); la boîte I est placée entre les pôles d'un électro-aimant dont les lignes de force sont normales à la direction du faisceau.

Nous déterminons la charge reçue par le cylindre de Faraday en l'absence de tout champ électrique et en faisant croître le champ magnétique de 0 à 8.000 gauss.

Nous observons ainsi un courant positif variant de la manière suivante : de 0 à 60 gauss, il décroît rapidement; de 60 à 120, il se maintient constant et croît ensuite jusqu'à une limite qu'il atteint aux

environs de 2500 gauss; il se maintient ensuite constant jusqu'aux champs les plus forts que nous ayons réalisés (8.000 gauss). Des expériences particulières nous permettent de conclure que la partie de la charge supprimée par les champs faibles (jusqu'à 60 gauss) est due aux rayons δ secondaires produits par les rayons α; la partie correspondant au minimum de la courbe représente la différence arithmétique entre la charge des rayons α et celle des rayons β. A partir de 120 gauss, la charge positive augmente en raison de la suppression progressive des rayons β, et finalement la partie saturée de la courbe donne la charge des rayons α. Les résultats numériques que nous avons obtenus sont rassemblés dans le tableau IV.

Dans les colonnes 2 et 8, nous indiquons les épaisseurs des feuilles d'aluminium avec lesquelles nous avons recouvert l'ouverture circulaire qui limitait le faisceau de rayon. Il est important d'observer que les charges reçues par le cylindre de Faraday et rapportées à 1 curie (colonnes 5 et 11) ne sont pas modifiées par l'interposition de feuilles de $0^{mm},004$ d'épaisseur, et nous en concluons que toutes les particules α projetées verticalement vers le haut sortent de la sphère.

La quantité d'émanation présente dans la sphère (colonnes 3 et 9) était déterminée par la méthode des rayons γ en utilisant un étalon de radium du laboratoire de M^me^ Curie comparé très soigneusement à l'étalon international (1).

Nous déduisons de ces expériences, que la charge électrique emportée par les rayons α de 1 curie d'émanation en équilibre avec les Ra A, B, C est de 90,8 u. e. s. par seconde, ce qui est presque trois fois le nombre (31,6) trouvé par Rutherford pour la charge des rayons α du Ra C seul en équilibre avec 1 curie d'émanation.

On peut déduire de ce nombre les valeurs de constantes importantes :

(1) Voici à ce sujet un mémoire de Mme Curie, *J. de Phys.*, 5e série, t. II, 1912.

TABLEAU IV

Expérience I. — Juillet. — Fraction des rayons mesurée : 0,00400

1 Date — Jour et heure	2 Épaisseur des feuilles en millimètres	3 Émanation en curie	4 Charge par seconde u. e. s.	5 Courant par curie *u. e. s.*	6 Rapport entre les charges — et +
20-22	Rien	0,0623	0,0217	0,349	0,53
20-24	Rien	0,0604	0,0215	0,356	0,54
21-10	Rien	0,0562	0,0207	0,369	0,54
22-18	Battue	0,0441	0,0163	0,370	0,63
23-10	Battue	0,0391	0,0142	0,364	0,64
23-14 $\frac{1}{2}$	Rien	0,0379	0,0138	0,364	0,60
23-16	0,004	0,0365	0,0134	0,367	0,60
24-14 $\frac{1}{2}$	0,004	0,0314	0,0112	0,357	0,67
24-16 $\frac{1}{2}$	Rien	0,0311	0,0112	0,360	0,61
25-10	Rien	0,0273	0,00985	0,361	0,58
25-16	0,004	0,0261	0,00945	0,362	0,71
25-18	0,004	0,0257	0,00935	0,364	0,73
26-0	Battue	0,0246	0,00860	0,350	0,63
26-10	Battue	0,0228	0,00795	0,349	0,60

Expérience II. — Août. — Fraction des rayons mesurée : 0,00400

7 Date — Jour et heure	8 Épaisseur des feuilles en millimètres	9 Émanation en curie	10 Charge par seconde u. e. s.	11 Courant par curie *u. e. s.*	12 Rapport entre les charges — et +
3-17	Battue	0,0465	0,0178	0,383	0,65
3-22 $\frac{1}{2}$	0,004	0,0446	0,0167	0,374	0,66
4-10	0,004	0,0409	0,0148	0,362	0,66
4-18	Rien	0,0386	0,0136	0,352	0,57
5-11 $\frac{1}{2}$	Rien	0,0338	0,0120	0,355	0,54
5-20	0,004	0,0317	0,0119	0,375	0,69
6-17 $\frac{1}{2}$	0,004	0,0269	0,0100	0,372	0,67
6-22 $\frac{1}{2}$	Battue	0,0259	0,00980	0,377	0,70
7-11 $\frac{1}{2}$	Battue	0,0237	0,00870	0,367	0,68
7-18	Battue	0,0223	0,00800	0,358	0,67
8-11 $\frac{1}{2}$	Battue	0,0198	0,00685	0,346	0,66
8-18	Battue	0,0188	0,00660	0,351	0,63
9-14 $\frac{1}{2}$	Battue	0,0161	0,00610	0,378	0,65
10-11 $\frac{1}{2}$	Battue	0,0137	0,00525	0,383	0,66

En premier lieu, le volume d'une curie d'émanation que nous évaluons à $0^{mm^3},595$ à 15° (la valeur moyenne trouvée directement par Rutherford, Debierne, Ramsay, est $0^{mm^3},60$);

En second lieu, le volume d'hélium dégagé par an par 1 gramme de radium en équilibre avec son émanation et les Ra A, B, C, que nous évaluons à 157 millimètres cubes ;

Enfin, la période de diminution de moitié du radium pour laquelle nous trouvons 1.845 ans.

Ces diverses constantes sont calculées en tenant compte uniquement de constantes parfaitement connues : savoir la constante électrolytique de Faraday, la constante radioactive de l'émanation, et le poids atomique du radium.

En ce qui concerne les rayons β, les colonnes 6 et 12 donnent le rapport de la charge des rayons β à la charge des rayons α. La valeur moyenne de ces nombres est 0,63.

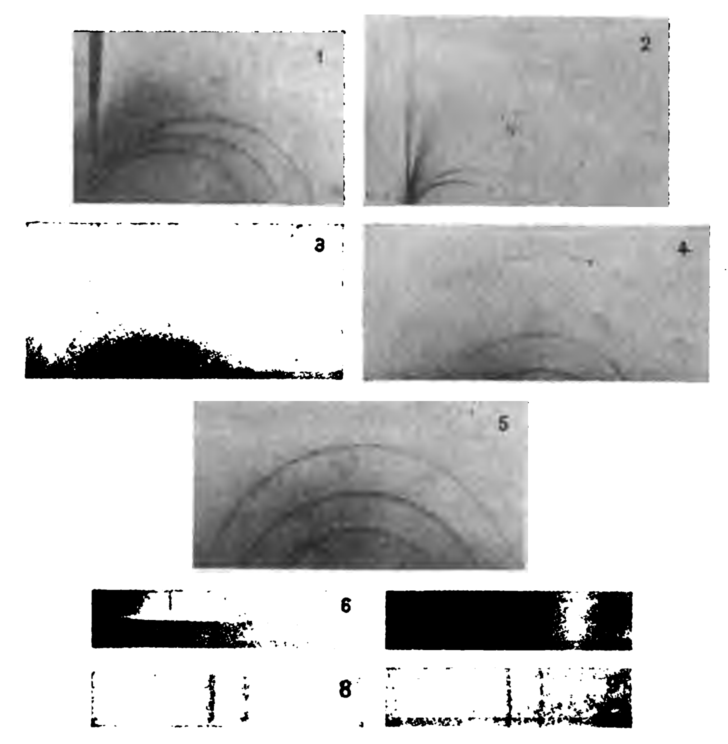
Ce nombre est sujet à une correction : en prenant comme source un ballon entièrement rempli d'émanation, et en plaçant en dessous une lame de laiton, nous avons observé que le métal renvoie vers le haut une partie des rayons primitivement émis vers le bas, et que de ce fait le nombre total des particules émises hors de l'écran D est trop grand de 22 0/0.

D'autre part une partie des rayons β reste emprisonnée dans les parois du ballon de verre. Nous concluons de là que, pour trois particules α (appartenant à l'émanation, aux Ra A et C), il est émis de trois à quatre particules β (à répartir entre les Ra B et C).

Comme l'on sait qu'un atome radioactif, en explosant, n'émet qu'une seule particule α, il en résulte que les atomes de Ra B et C n'émettent pas plus de deux particules β chacun.

Nous arrivons donc à cette conclusion que les particules β des atomes de Ra B ou de Ra C ne sont pas toutes émises avec la même vitesse; bien au contraire, leurs énergies varient, dans le cas du Ra C, dans le rapport de 25 à 1,5. Il en résulte que les atomes d'un même élément radioactif ne sont pas identiques entre eux, leurs énergies internes n'étant pas égales.

Cette conclusion doit s'étendre aux atomes de plomb provenant (ainsi que cela semble très probable) de la destruction des éléments de la famille du radium.



Spectres magnétiques des rayons β de la radioactivité induite du radium (disposition des faisceaux les plus forts obtenus par voie photographique).

1 et 2. — La plaque sensible est dans la position I (*fig.* 1).

3, 4 et 5. — La plaque sensible est dans la position II (*fig.* 1) ; par ajustement convenable du champ magnétique, on peut observer ainsi tous les faisceaux.

6, 7, 8 et 9. — La plaque est perpendiculaire au plan déterminé par la source S et la fente F ; elle reçoit ce que l'on peut appeler l'image magnétique de la fente donnée par les différents faisceaux de rayons β.

LES CLASSIFICATIONS DES SPECTRES D'APRÈS LEUR STRUCTURE ET LEURS VARIATIONS MAGNÉTIQUES (1);

Par M. Fr. CROZE.

11. *La structure des spectres de bandes de l'oxygène et de l'azote.* — Dans l'étude de la structure des spectres de bandes de l'oxygène et de l'azote, comme dans toute étude de ce genre, nous avons à nous demander : 1° à quel type de bandes appartiennent ces spectres; 2° quelle est la distribution des têtes ou des maxima de ces bandes; 3° quelle est la distribution des raies à l'intérieur d'une bande en particulier.

Pour ce qui regarde les deux derniers groupes positifs et le groupe négatif de l'azote, la réponse à ces trois questions est déjà connue. Ce sont des spectres de bandes à arêtes dégradées vers les courtes longueurs d'onde; ces arêtes, de même que les raies de chaque bande, peuvent se ranger en séries arithmétiques.

Nos connaissances sur le premier groupe positif sont moins avancées. On sait cependant que ses bandes sont dégradées vers les courtes longueurs d'onde et peuvent se diviser en trois sous-groupes semblables dans lesquels l'intensité est maxima au centre et décroît à peu près symétriquement de part et d'autre de ce centre. On a reconnu en le photographiant avec des appareils de grande dispersion que c'est un spectre de bandes à fausses arêtes. D'ailleurs ces arêtes sont assez nombreuses pour qu'on ait pu établir leur distribution. En effet chaque bande du groupe présente trois maxima principaux, dont l'ensemble peut être représenté à l'échelle de fréquence N par la formule de M. Deslandres (2) :

$$N = N_0 - \frac{30,819}{8}(2n)^2 + \frac{29,363}{8}(2p+1)^2,$$

N_0 prenant les valeurs 22785,1, 22808,1 et 22848,1 correspondant respectivement aux premiers, deuxièmes et troisièmes maxima. Le dernier relevé photographique (3) de ce spectre s'arrêtait à λ 6874,18. En utilisant des plaques sensibilisées par immersion dans un bain

(1) Voir ce volume, p. 882.
(2) Deslandres, *C. R.*, t. CXXXIV, 1902, p. 747-750.
(3) R. von Helm, *Zeits. für wiss. Photog.*, t. VIII, 1910, p. 405-432.

dont les éléments essentiels sont le bleu d'alizarine bisulfité et la dicyanine, j'ai obtenu 16 bandes moins refrangibles comprises entre λ 9108 et 6956,3. Leurs têtes sont représentées comme les têtes anciennement connues par la formule précédente. L'identité de la décomposition magnétique des cinq têtes de ce groupe, sur lesquelles j'ai étudié le phénomène Zeeman, montre d'ailleurs que cette formule implique autre chose qu'une simple relation numérique. Et, bien qu'on ait affaire à un spectre du type des bandes à fausses arêtes, les têtes, qui se dégagent nettement avec les faibles dispersions, et qui sont reliées par la formule suivant une distribution en séries arithmétiques, ont une véritable individualité physique.

L'étude de ce groupe avec des appareils de grande dispersion est très difficile, à cause de son peu d'intensité, et nous ne savions rien de la distribution des raies à l'intérieur d'une bande. J'ai été assez heureux pour photographier les plus intenses de ces bandes dans de bonnes conditions, en utilisant le troisième ordre d'un réseau Rowland de quatre pouces associé à un objectif de $2^{m},50$ de distance focale. Les bandes sont bien résolues et dans chacune des bandes λ 6544 et 6468 que j'ai obtenues particulièrement intenses, j'ai mesuré jusqu'à 230 raies.

A première vue, il semble qu'il n'y ait aucune régularité dans la distribution de ces raies. Les raies fortes et les raies faibles se succèdent sans ordre apparent : si cependant on fait abstraction de la multitude des raies faibles que l'on rencontre sur toute l'étendue de chaque bande, et qui proviennent sans doute des bandes précédentes, on aperçoit, surtout dans le commencement, des raies fortes dont la succession est plus régulière. Je me suis attaché à grouper ensemble les raies qui, d'après leur intensité et l'ensemble de leurs caractères, semblaient appartenir à des familles naturelles. Je suis arrivé ainsi à construire trois séries dans lesquelles les intervalles croissent à peu près en progression arithmétique et qui comprennent presque toutes les raies intenses de la bande. Ces séries se retrouvent identiques dans les deux bandes que j'ai étudiées. La raison de la progression est d'ailleurs à peu près la même dans les trois séries. Voici, à titre d'exemple, la première et la plus courte d'entre elles.

λ	N	Δ_1	Δ_2	λ	N	Δ_1	Δ_2
6543,066	15279,14			6466,799	15459,33		
42,723	9,94	0,80	0,26	408	60,27	0,94	0,21
268	81,00	1,06	0,25	65,326	1,42	1,15	0,27
41,710	2,31	1,31	0,35	332	2,84	1,42	0,18
000	3,97	1,66	0,13	64,663	4,44	1,60	0,22
40,234	5,76	1,79	0,23	63,906	6,26	1,82	0,18
39,371	7,78	2,02	0,19	068	8,26	2,00	0,21
38,425	9,99	2,21	0,16	62,144	70,46	2,21	0,21
37,409	92,36	2,37	0,21	61,136	2.89	2,42	0,21
36,308	4,94	2,58	0,26	60,036	5,52	2,63	0,21
35,059	7,76	2,84		58,858	8,34	2,84	

Pour achever la distribution des raies en séries, il serait nécessaire de grouper les nombreuses raies faibles, de même que certaines raies intenses voisines des trois maxima principaux de chaque bande, qui n'entrent pas dans ces séries. Pour cela il faudrait photographier le spectre avec une dispersion encore plus grande et dans des conditions d'intensité plus favorables aux mesures. L'existence des séries déjà trouvées suffit d'ailleurs pour qu'on puisse reconnaître le caractère de la distribution des raies dans les bandes de ce type. On voit que les lois de distribution des têtes et des raies en séries arithmétiques semblables s'appliquent aux bandes à fausses arêtes aussi bien qu'aux bandes à arêtes.

12. *Les bandes négatives de l'oxygène.* — Le spectre de bandes du pôle négatif de l'oxygène nous était encore beaucoup moins connu que celui que nous venons de considérer. Nous savions seulement qu'il était formé de quatre bandes comprises entre les longueurs d'onde 6412-6357, 6010-5840, 5630-5553, 5292-5205 et d'une cinquième commençant à λ 500 μ.

Au reste on ne savait pas à quel type de bandes on avait affaire. Le maximum d'intensité ne semblait pas être au commencement des bandes. Mais comme aucune d'elles n'avait été résolue, on ne pouvait pas dire dans quel sens se développaient les séries. D'ailleurs leur nombre était trop faible pour qu'on puisse établir avec certitude la loi de distribution de leur maxima.

J'ai pu photographier les trois plus intenses d'entre elles dans le premier ordre d'un réseau de Rowland de 560 traits par millimètre associé à un système de deux miroirs de 65 centimètres de distance focale. Dans ces conditions les bandes apparaissent alors résolues de raies dont les intervalles vont en croissant en progression arithmé-

tique quand on va du rouge au violet. Chacune de ces bandes a d'ailleurs quatre têtes, dont l'intensité va en croissant de la première à la quatrième qui se trouve à peu près au centre de la bande, et d'où partent les séries de raies.

On peut donc affirmer avec certitude que les bandes négatives de l'oxygène ont leurs arêtes du côté du rouge et qu'elles se développent vers le violet.

Pour savoir à quel type ces bandes appartiennent réellement, il faudrait pouvoir les étudier avec une dispersion beaucoup plus grande. A défaut de ce moyen qui semble très difficile à employer, on peut cependant arriver à des conclusions offrant une grande probabilité en envisageant les modifications que peuvent subir ces bandes quand on fait varier les circonstances de production.

En effet, il est possible d'obtenir ce spectre lorsqu'on fait passer dans un tube de Geissler contenant de l'oxygène à très faible pression $\left(\frac{1}{10}\text{ de millimètre}\right)$ une décharge de self-induction.

Avec de faibles self-inductions, les bandes sont très étroites ; on les voit s'élargir et s'enrichir de nouvelles têtes à mesure que la self-induction augmente ; avec une self-induction suffisante, elles se rejoignent complètement. Dans ces conditions, j'ai pu mesurer six têtes nouvelles pour la bande 6032 et six autres pour la bande 6425. Le spectre ainsi obtenu présente un aspect très voisin de celui du premier groupe positif de l'azote.

Dans les deux cas, en effet, on a une succession de maxima et de minima d'intensité, qui se suivent comme les maxima et les minima d'une courbe sinusoïdale ; c'est pourquoi nous admettrons que, de même que le premier groupe positif de l'azote le spectre négatif de l'oxygène appartient au type des bandes à fausses arêtes.

Il reste maintenant à trouver la loi de distribution de ces bandes dans le groupe. Il avait été impossible de le faire avec les cinq bandes déjà connues. Après avoir retrouvé et mesuré avec plus de précision la bande signalée par Stark, où j'ai séparé sept composantes dont la plus réfrangible est à λ 5007, j'ai trouvé dans le rouge une bande nouvelle de même structure que les précédentes. Elle commence à λ 6853,6, et la plus réfrangible des seize composantes à peu près équidistantes que j'ai relevées est à λ 6657. Il est facile de constater que les six bandes ainsi obtenues ne forment pas une série arithmétique unique. Mais alors le nombre des têtes qu'on peut

grouper ensemble est trop petit pour qu'on puisse établir une classification.

Tout ce qu'on peut dire actuellement, c'est que les six bandes négatives de l'oxygène forment un groupe de bandes de structure semblable, constituées par des séries arithmétiques qui commencent du côté du rouge et se développent vers le violet et appartenant probablement au type des bandes à fausses arêtes.

13. *Un spectre complexe: le second spectre de l'hydrogène.* — On n'avait jusqu'à présent signalé aucune régularité bien définie dans la distribution des raies nombreuses qui constituent le second spectre ordinairement attribué à l'hydrogène.

Si cependant on regarde, avec un appareil de faible dispersion, la partie du spectre qui va de λ 5 300 jusqu'à H_α, on voit dans la distribution des raies et des intensités quelques indices de régularité, qui se retrouvent d'ailleurs dans les nombreuses raies nouvelles que j'ai mesurées jusqu'à vers λ 8 030.

En particulier, on est frappé par la répétition de groupements à peu près semblables et qui semblent former des bandes d'un même groupe. Si l'on augmente la dispersion de l'appareil, l'apparence de bandes proprement dites disparaît. L'apparence de groupements distincts et semblables subsiste néanmoins, et l'on voit que chacun de ces groupements commence du côté du rouge par un triplet, dont chaque composante est accompagnée d'une raie plus faible, et se termine de l'autre côté par un doublet intense. On distingue très facilement les doublets

6441,83-28,36 ; 6330,75-27,23 ; 6238,57-25,02 ; 6135,06-22,01 ; 6032,14-018,53

Pour chercher à vérifier et à préciser la régularité entrevue dans la distribution de ces groupements, il était tout naturel de voir comment ils se comportaient dans le champ magnétique. Déjà M. Dufour (1) avait fait des observations qualitatives sur le phénomène Zeeman dans les raies les plus intenses comprises entre λ 6238,57 et λ 4632,06 ; il avait trouvé que, à côté de quelques raies présentant l'effet Zeeman, la plupart des raies de cette région sont insensibles au champ magnétique. Mes propres observations, qui ont porté sur un plus grand nombre de raies, m'ont donné le même résultat. Or, si jusqu'à présent on a trouvé dans les spectres de lignes des raies isolées ne présentant pas l'effet Zeeman, c'est seu-

(1) A. Dufour, thèse, Paris, 1906.

lement dans les spectres de bandes que ce fait se rencontre pour tout un ensemble de raies.

On est ainsi amené à penser que, dans la région considérée, la plupart des raies du second spectre de l'hydrogène appartiennent à des bandes. Or, précisément, parmi les raies des doublets ou triplets signalés plus haut, aucune de celles qui sont assez intenses pour qu'on ait pu les observer dans le champ magnétique ne présente d'effet Zeeman.

Il était donc tout naturel de rechercher la loi de leur succession, en essayant pour chaque série une progression arithmétique des intervalles, comme c'est la règle dans le cas des spectres de bandes. En procédant de cette façon, on trouve que pour ces raies les différences secondes relatives aux fréquences de vibrations sont très sensiblement constantes. En poursuivant la progression de part et d'autre, on obtient quatre couples de séries, dans lesquelles les intervalles croissent à peu près en progression arithmétique, quand on va du rouge au violet, la raison de la progression étant la même pour les deux séries de chaque couple. Voici, à titre d'exemple, le premier couple de ces séries, qui contient précisément les doublets mentionnés plus haut. Les raies observées dans le champ magnétique sont marquées d'un astérisque, et dans ces deux séries comme dans les six autres qui correspondent aux triplets déjà signalés, aucune de ces raies ne donne le phénomène Zeeman.

1re Série				2e Série			
λ	N	Δ_1	Δ_2	λ	N	Δ_1	Δ_2
6909,76	14468,4			6814,5	14670,7		
820,38	658,0	189,6	6,7	720,5	875,9	205,2	9,5
730,4	854,3	196,3	13,5	624,84	15090,6	214,7	10,0
636,48	15064,1	209,8	10,7	527,63	315,3	224,7	11,8
540,77	284,6	220,5	14,2	428,36	551,8	236,5	12,1
441,83	519,3	234,7	12,7	327,23	800,4	248,6	10,8
340,75	766,7	247,4	10,9	225,02*	16059,8	259,4	10,9
238,57*	16025,0	258,3	10,7	122,01*	330,1	270,3	10,4
135,56*	294,0	269,0	10,4	018,53*	610,8	280,7	10,8
032,14*	573,4	279,4	11,2		912,3	291,5	8,3
	864,0	290,6	9,2	5811,74*	17201,9	299,6	7,1
5824,64	17163,8	299,8	10,8	709,93	508,6	306,7	
721,11	474,4	310,6					

On peut donc considérer que dans la région des grandes longueurs d'onde, le deuxième spectre de l'hydrogène est constitué principalement par des bandes très facilement résolubles et dont les têtes doivent se trouver dans l'infra-rouge.

A la vérité, il reste dans cette région beaucoup de raies qui ne sont pas encore classées et nous ne savons encore rien sur la structure du spectre dans le domaine des courtes longueurs d'onde. Mais les résultats déjà obtenus permettent d'espérer que l'étude systématique de l'effet Zeeman permettra de résoudre complètement la structure complexe de ce spectre, quand on saura de quelle façon se comportent, dans le champ magnétique, non plus seulement ses raies les plus intenses, mais bien toutes ses raies.

III

14. *Résumé et conclusions.* — En résumé, les recherches que je viens d'exposer ont apporté à la classification des spectres et des raies envisagées, tant au point de vue de leur structure que de leurs variations, les contributions suivantes :

1° Dans les spectres de lignes en séries, le phénomène Zeeman se présente sous la forme d'un triplet normal, non seulement pour les séries de raies simples, mais encore pour les séries des raies doubles et triples à partir d'une certaine valeur du champ, d'autant plus grande que l'écart des fréquences initiales du doublet ou triplet considéré est plus considérable. L'exemple de l'hydrogène montre que, pour obtenir des résultats concordants, il faut observer le phénomène dans des conditions ou la décharge électrique qui produit le spectre n'est pas modifiée par le champ magnétique.

L'étude des phénomènes Zeeman n'a pas encore permis de trouver des lois de distribution dans les spectres de lignes non sériées. On trouve cependant dans le cas des triplets purs des valeurs privilégiées et, pour des décompositions plus compliquées, des répétitions qui méritent d'être remarquées (1).

2° Les recherches récentes sur les spectres de bandes tendent vers cette conclusion que les bandes d'émission des gaz et des vapeurs sont toutes résolubles, et constituées par des séries de raies, qui partent d'une ou plusieurs arêtes et dont la loi de formation est en première approximation celle des séries arithmétiques semblables.

L'étude de l'action du champ magnétique permet de classer les

(1) Les raies de l'hydrogène sont précisément de celles qui sont fortement modifiées par l'effet électrique analogue à l'effet Zeeman que vient de découvrir M. Stark (J. Stark, *Sitzunberichte*, Berlin, 20 novembre 1913).

bandes en deux catégories : d'une part celles qui présentent le phénomène Zeeman, d'autre part celles qui ne le présentent pas. Parmi ces dernières, toutes celles qui ont été étudiées jusqu'ici dans des champs intenses ont leurs raies faiblement déplacées par le champ dans un sens variable d'une série à l'autre, mais toujours le même pour une même série. Pour les autres, qui présentent l'effet Zeeman, on a des séparations identiques pour les arêtes d'une même série. Ces faits montrent que la distribution en séries a une véritable signification physique, la même d'ailleurs dans le cas des bandes à fausses arêtes de Konen que dans le cas des bandes à arêtes, de sorte que cette distinction ne semble pas correspondre à une classification naturelle.

3° Dans le cas des spectres complexes comme le second spectre de l'hydrogène, l'étude systématique de l'effet Zeeman permet de séparer les raies qui appartiennent à des bandes de celles qui appartiennent à un spectre de lignes.

Il résulte de cet exposé que le meilleur critérium dont nous disposions actuellement pour faire la classification des spectres se trouve dans l'action du champ magnétique. Et les résultats inattendus qui ont été obtenus dès qu'on a pu obtenir des champs de l'ordre de 40.000 gauss, nous invitent à aller encore plus loin et à accroître encore la puissance des électro-aimants !

Note. — Depuis la publication de la première partie de cet article, on a obtenu des résultats importants relativement à l'action du champ magnétique sur les spectres de bandes. On a publié les mesures des séparations magnétiques des raies appartenant à quelques-unes des bandes du troisième groupe de l'azote ([1]). De même que dans les séries des spectres de lignes, les raies d'une même série arithmétique sont toutes divisées de la même manière; mais par contre les grandeurs des écarts varient d'une raie à l'autre.

De plus les bandes, qui ne semblent pas présenter l'effet Zeeman proprement dit, paraissent, d'après les travaux les plus récents, devoir se rapprocher de celles où on a observé un effet Zeeman caractérisé. D'une part, en effet, les déplacements constatés sur les raies de la bande de la vapeur d'eau se ramènent en définitive à des dédoublements ou élargissements plus ou moins dissymétriques ([2]).

([1]) Fortrat, *C. R.*, CLVII, p. 991 ; 1913.
([2]) *Id.*, *ibid.*

D'autre part, on a pu observer, sur la bande λ 3889 de la combustion du gaz d'éclairage, tous les différents effets qui jusqu'ici n'avaient été observés que sur l'une ou l'autre de ces deux catégories de bandes (1).

INDUCTION DE DEUX COURANTS CIRCULAIRES PARALLÈLES CO-AXIAUX;

Par M. E. MATHY.

J'ai établi que le coefficient d'induction de deux circuits circulaires de même axe s'exprime sous la forme suivante :

$$(1) \qquad M = 4\pi \sqrt{2r_1}\left(\frac{e_1}{2}\,\omega - \eta\right).$$

J'ai donné, de plus, les développements de ω et de η en séries hypergéométriques en fonction de $\frac{J-1}{J}$ (2).

Dans une seconde note les relations entre ω, η et K, E ont permis de donner à M une nouvelle forme également développée en séries hypergéométriques, mais l'élément était devenu k^2 (3).

M. Nagaoka, en se servant des séries $\vartheta(q)$, a fourni dans deux notes, publiées par la Société de Physique mathématique de Tokio, des formules à convergence également rapide. Ces expressions ne sauraient être cependant appliquées que lorsque les modules k des premières et k_1 des secondes sont plus petits que $\frac{1}{\sqrt{2}}\cdot$ Elles ne présentent pas de caractère général donnant la solution pour toutes les dimensions relatives de r, r_1 et d. Je me propose de reprendre la question dans toute sa généralité.

Les données du problème sont les rayons des deux circuits et la distance de leurs centres : r, r_1, d.

Il en résulte que les trois racines de l'équation en p' peuvent être calculées directement :

$$(2) \quad e_1 = \frac{r^2+r_1^2+d^2}{3r_1}; \quad e_2 = \frac{6rr_1 - r^2 - r_1^2 - d^2}{6r_1}; \quad e_3 = -\frac{6rr_1 + r^2 + r_1^2 + d^2}{6r_1}.$$

Ces valeurs servent à établir toutes les opérations qui sont des

---

(1) DESLANDRES et V. BURSON, *C. R.*, CLVII, p. 1105 : 1913.
(2) *J. de Phys.*, p. 33 ; 1901.
(3) *J. de Phys.*, p. 987 ; 1912.

applications des séries ϑ aux calculs de ω et de η. La théorie enseigne qu'il faut distinguer trois cas suivant la valeur de e_2 qui peut être négative, nulle ou positive, c'est-à-dire suivant que :

(3) $$6r_1 - r^2 - r_1^2 - d^2 \lesseqgtr 0.$$

Pour comprendre cette subdivision, il suffit de rappeler les valeurs de k^2 et k'^2 :

$$k^2 = \frac{e_2 - e_3}{e_1 - e_3}; \qquad k'^2 = \frac{e_1 - e_2}{e_1 - e_3}.$$

On en déduit successivement :

(4) $$\left\{\begin{array}{lll} e_2 < 0; & k^2 < \frac{1}{2} < k'^2; & \omega < \frac{\omega'}{i}; \\ e_2 = 0; & k^2 = \frac{1}{2} = k'^2; & \omega = \frac{\omega'}{i}; \\ e_2 > 0; & k^2 > \frac{1}{2} > k'^2; & \omega > \frac{\omega'}{i}. \end{array}\right.$$

PREMIER CAS : $6rr_1 - r^2 - r_1^2 - d^2 < 0$. — On recherche d'abord la quantité auxiliaire l.

(5) $$l = \frac{\sqrt[4]{e_1 - e_3} - \sqrt[4]{e_1 - e_2}}{\sqrt[4]{e_1 - e_3} + \sqrt[4]{e_1 - e_2}}.$$

Dans le cas actuel :

$$e_1 - e_3 = \frac{(r + r_1)^2 + d^2}{2r_1} = \frac{d_1^2}{2r_1}; \qquad e_1 - e_2 = \frac{(r - r_1)^2 + d^2}{2r_1} = \frac{d_2^2}{2r_1};$$

d_1 et d_2 désignent respectivement les distances des deux points les plus éloignés ou les plus rapprochés des deux circuits.

Il en résulte

(6) $$l = \frac{\sqrt{d_1} - \sqrt{d_2}}{\sqrt{d_1} + \sqrt{d_2}}.$$

l est donc connu directement à l'aide des données de la question.

L'élément q est fourni, avec une erreur moindre que $\frac{1}{10^{11}}$, par la formule suivante :

(7) $$q = \frac{l}{2} + 2\left(\frac{l}{2}\right)^5 + 15\left(\frac{l}{2}\right)^9.$$

Cette valeur de q permet de calculer :

$$C = 1 + 4q^4 + 4q^8 + 4q^{16}. \tag{8}$$

$$D = \frac{1 - 3^3q^2 + 5^3q^6 - 7^3q^{12}}{1 - 3q^2 + 4q^4 - 7q^6 + 4q^8 + 8q^{10} - 7q^{12}}. \tag{9}$$

Dès lors :

$$\omega = 2\pi \frac{\sqrt{2r_1}}{(\sqrt{d_1} + \sqrt{d_2})^2} \cdot C. \tag{10}$$

$$\eta = \frac{\pi}{24} \frac{(\sqrt{d_1} + \sqrt{d_2})^2}{\sqrt{2r_1}} \cdot D. \tag{11}$$

D'où :

$$M = \frac{8\pi^2}{3} \left[\frac{d^2 + r^2 + r_1^2}{(\sqrt{d_1} + \sqrt{d_2})^2} C - \frac{1}{16} (\sqrt{d_1} + \sqrt{d_2})^2 D\right]. \tag{12}$$

Deuxième cas : $6\, rr_1 - r^2 - r_1{}^2 - d^2 = 0$. — Lorsque $l_2 = 0$,

$$g_3 = 0; \quad g_2 = 4e_1^2; \quad \Delta = 64e_1^6; \quad e_1 = 2r;$$

$$\omega = \int_{e_1}^{\infty} \frac{dy}{\sqrt{4y^3 - g_2 y}} = \int_{e_1}^{\infty} \frac{dy}{\sqrt{4y^3 - 4e_1^2 y}}. \tag{13}$$

En posant

$$y = e_1 x^{-2},$$

on obtient :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{e_1}} \int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{1 - x^4}} = \frac{A}{\sqrt{e_1}}. \tag{14}$$

A est la constante de Stirling :

$$A = \int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{1 - x^4}} = 1.311\ 028\ 777\ 146\ \ldots \tag{15}$$

En outre, la théorie enseigne que :

$$\lim_{e_2 = 0} \left[\eta \Delta^{-\frac{1}{12}}\right] = \frac{B}{\sqrt{2}}; \qquad \eta = \sqrt{e_1} \cdot B. \tag{16}$$

B est une valeur numérique également :

$$B = \frac{\pi}{4A} = 0.599\ 070\ 117\ 367\ \ldots \tag{17}$$

En remplaçant dans M, on a

$$(18)\qquad M = 4\pi\sqrt{2r_1}\left(\frac{e_1}{2}\omega - \eta\right) = 4\pi\sqrt{rr_1}\,(A - 2B).$$

En vertu de (15) et (17) :

$$(19)\qquad M = 0.451\,554\,169\,648\ldots\pi.\sqrt{rr_1}.$$

Troisième cas : $e_2 > 0$; $6\,rr_1 - r^2 - r_1^2 - d^2 > 0$. — Avec cette condition $\omega > \frac{\omega'}{i}$, l'élément des séries ϑ se remplace par

$$(20)\qquad q_1 = e^{-\pi\frac{\omega}{\frac{\omega'}{i}}}.$$

De plus, la quantité auxiliaire devient

$$l_1 = \frac{\sqrt[4]{e_1 - e_3} - \sqrt[4]{e_2 - e_3}}{\sqrt[4]{e_1 - e_3} + \sqrt[4]{e_2 - e_3}},$$

laquelle dans le cas actuel vaut

$$(21)\qquad l_1 = \frac{\sqrt{d_1} - \sqrt[4]{4rr_1}}{\sqrt{d_1} + \sqrt[4]{4rr_1}}.$$

[Il n'est pas inutile de comparer cette valeur à celle qui a été employée dans le premier cas (6), on comprendra la différence des deux méthodes.]

Alors les égalités (7), (8) et (9) se reproduisent, mais en affectant toutes les lettres d'un indice.

Ensuite (10) et (11) se changent en

$$(22)\qquad \frac{\omega'}{i} = 2\pi\frac{\sqrt{2r_1}}{(\sqrt{d_1} + \sqrt{4rr_1})^2}\cdot C_1.$$

$$(23)\qquad i\eta' = \frac{\pi}{24}\frac{(\sqrt{d_1} + \sqrt{4rr_1})^2}{\sqrt{2r_1}}\cdot D_1.$$

Les formules (22) et (23) font connaître $\frac{\omega'}{i}$ et $i\eta'$; la question demande ω et η ; pour les obtenir, on se sert des deux relations suivantes :

$$(24)\qquad \omega = \frac{\omega'}{i}\cdot\frac{1}{\pi}\,l.\frac{1}{q_1}.$$

$$(25)\qquad \eta\frac{\omega'}{i} + i\eta'\omega = \frac{\pi}{2}.$$

En résolvant par rapport à ω et à η, et en remplaçant dans M, on trouve, en posant

$$N = (\sqrt{d_1} + \sqrt[4]{4rr_1})^2,$$

$$(26)\quad M = \frac{8\pi}{3} \cdot N \left[\left(\frac{d^2 + r^2 + r_1^2}{N^2} \cdot C_1 + \frac{1}{16} D_1 \right) l \cdot \frac{1}{q_1} - \frac{3}{8} \cdot \frac{1}{C_1} \right].$$

En réunissant les trois formules on a :

1° $$6rr_1 - r^2 - r_1^2 - d^2 < 0$$

$$M = \frac{8\pi^2}{3} \left[\frac{d^2 + r^2 + r_1^2}{(\sqrt{d_1} + \sqrt{d_2})^2} C - \frac{1}{16} (\sqrt{d_1} + \sqrt{d_2})^2 D \right],$$

2° $$6rr_1 - r^2 - r_1^2 - d^2 = 0$$

$$M = 0.451\ 554\ 169\ 648 \ldots \pi . \sqrt{rr_1}.$$

3° $$6rr_1 - r^2 - r_1^2 - d^2 > 0$$

$$M = \frac{8\pi}{3} \cdot N \left[\left(\frac{d^2 + r^2 + r_1^2}{N^2} C_1 + \frac{1}{16} D_1 \right) l \cdot \frac{1}{q_1} - \frac{3}{8} \frac{1}{C_1} \right].$$

MÉTHODE SIMPLE POUR DÉTERMINER LA DENSITÉ DES POUDRES MINÉRALES

Par M. MAURICE BILLY [1].

I. Les différentes méthodes employées jusqu'à présent pour prendre la densité des métaux pulvérulents [méthode du flacon avec ou sans compression de la poudre [2] et méthode de flottement [3]] ne permettent pas de supprimer complètement les causes d'erreur qui proviennent de l'interposition d'innombrables petites enveloppes gazeuses autour des éléments solides. Ce sont des méthodes longues et délicates qui comportent le plus souvent beaucoup d'incertitude.

Pour éviter ces inconvénients, j'ai imaginé de faire disparaître l'enveloppe gazeuse adhérant à la matière pulvérulente en opposant aux forces capillaires une force d'affinité chimique énergique : les mesures sont alors beaucoup plus rapides et dix fois plus précises.

Il faut pour cela remplacer l'eau généralement employée par une liqueur de potasse bouillie à peu près normale, et l'air qui se fixe aux particules minérales, par de l'anhydride carbonique ; alors

---

(1) V. *C. R. Ac. Sc.*, t. CLVI, p. 1065.

(2) CHWOLSON, *Traité de Physique*, t. I, p. 569 et 763 ; LE CHATELIER et S. WOLOGDINE, *C. R.*, 1908, t. CXLVI, p. 48.

(3) RETGERS, *Zeits. phys. Chem.*, 1889, p. 289, et 1893, p. 329.

aucune bulle de gaz ne vient plus augmenter le volume du minéral divisé, puisqu'elle est absorbée par la liqueur.

II. Dans un flacon à densité, on substitue à l'air, au moyen de vides successifs combinés avec un léger chauffage, de l'anhydride carbonique dans des conditions de température et de pression toujours identiques ; puis on ferme toute communication entre le flacon qui contient la poudre et les autres appareils ; on introduit alors la moitié environ de la liqueur alcaline nécessaire pour remplir le flacon, on l'agite légèrement, puis on continue le remplissage.

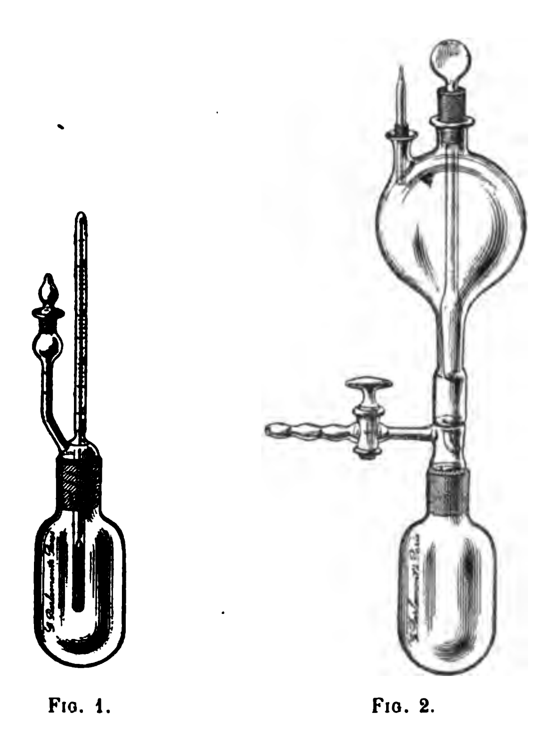


Fig. 1. Fig. 2.

Pour faciliter ces différentes opérations, j'ai fait construire un petit appareil qui abrège beaucoup la durée de l'expérience ; la figure en explique le fonctionnement.

Par le robinet latéral se fait le vide ou l'arrivée de gaz carbonique ; par le robinet à pointeau central arrive la liqueur alcaline au moment opportun.

Quand le picnomètre est plein jusqu'à la naissance du col, on

enlève l'appareil remplisseur, on termine comme dans les opérations classiques de la méthode du flacon ; on a donné au flacon la forme d'un tube de centrifugeuse, ce qui permet de l'appliquer commodément aux poudres difficiles à décanter.

On prend la densité de la liqueur alcaline par rapport à l'eau à 4° dans les mêmes conditions où l'on a opéré avec la poudre, c'est-à-dire qu'on l'introduit dans le flacon plein de gaz carbonique. On peut considérer que la densité de la liqueur reste constante pendant 15 jours.

III. Pour déterminer l'exactitude de la méthode, j'ai réalisé des séries de mesures comparatives par son moyen et par les méthodes usuelles en opérant dans des conditions semblables sur des verres d'optique non trempés et qui fournissent par pulvérisation des poudres bien homogènes. On avait, au préalable, déterminé la densité exacte des blocs de verre employés. On a deux moyens pour apprécier la précision de la présente méthode par rapport aux anciennes : d'une part la concordance des mesures individuelles entre elles, d'autre part celle des résultats fournis par la poudre avec ceux que donnait, au préalable, la même substance formant bloc.

RAPPORT ENTRE LE POIDS DE L'ÉCHANTILLON
ET LE POIDS DU MÊME VOLUME DE LIQUEUR ALCALINE

N° 1. — Op. à 11°.

Bloc....	7,151 : 2,275 = 3,143	6,579 : 2,093 = 3,143	2,534 : 0,806 = 3,144
Poudre.	6,558 : 2,086 = 3,144	5,732 : 1,823 = 3,144	2,344 : 0,745 = 3,142

N° 2. — Op. à 0°.

Bloc....	4,314 : 1,284 = 3,360	6,404 : 1,906 = 3,360	3,252 : 0,968 = 3,359
Poudre.	3,968 : 1,181 = 3,359	5,928 : 1,764 = 3,360	3,083 : 0,918 = 3,358

N° 3. — Op. à 0°.

Bloc....	5,290 : 2,189 = 2,417	6,248 : 2,585 = 2,417	3.755 : 1,556 = 2,417
Poudre.	4,812 : 1,992 = 2,416	5,841 : 2,417 = 2,417	3,503 : 1,450 = 2,416

On voit que la précision atteint souvent l'ordre du $\frac{1}{3.000}$, c'est-à-dire l'*ordre de précision de la balance employée*. Dans les mêmes conditions (mêmes échantillons, même balance), les mesures usuelles ne fournissent pas de résultats concordant à plus de $\frac{1}{300}$ près.

Ma méthode s'applique à tous les corps insolubles dans l'eau ; elle permet de déterminer les masses spécifiques des poudres magnétiques, c'est même l'étude de ces poudres qui m'a conduit à modifier la technique habituelle de mesure des densités. En raison de sa précision, on appliquera avantageusement cette méthode à la mesure des densités des corps susceptibles de contenir des bulles ou des fissures (ce qui est le cas le plus général) :

La précision nouvelle obtenue dans la picnométrie des poudres a finalement cette conséquence imprévue : qu'il y a intérêt à pulvériser tous les solides avant de prendre leur densité.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLVII, nos 9, 10, 11, 12 et 13; septembre 1913.

H. DESLANDRES et L. D'AZAMBUJA. — Variations de la couche supérieure de l'atmosphère solaire à l'approche d'un minimum de taches. Permanence des alignements. — P. 413.

De 1910 à 1913, les filaments ont suivi les variations des taches, mais avec un retard notable, le retard étant grand surtout avec les filaments polaires. Cette permanence momentanée des courbes polaires est en accord avec un maximum secondaire des protubérances aux latitudes élevées. Tout se passe comme si une matière émanée de la tache ou de ses environs ressortait dans le filament à une latitude plus haute et avec un retard dans la vitesse angulaire de rotation.

Les alignements se sont maintenus sans variations bien notables, et ils s'annoncent comme un caractère permanent de la couche supérieure.

CHARLES SAINT-JOHN. — Sondage de l'atmosphère solaire par la mesure de vitesses radiales dans les taches. — P. 428.

1° Les déplacements des raies sont proportionnels aux longueurs d'onde. Le phénomène est donc un effet Doppler-Fizeau, dû à des mouvements de la vapeur qui sont horizontaux par rapport à la sur-

face solaire. Un déplacement positif annonce un mouvement de la vapeur du centre de la tache vers l'extérieur, tangentiellement à la surface. Un déplacement négatif annonce un mouvement inverse, ce qui a lieu pour les raies (Fe, Al, Sr, Ca, Na) d'intensité supérieure à 10 dans l'échelle de Rowland.

2° Pour les raies noires du fer, d'intensité < 10, les déplacements décroissent quand les intensités croissent. Si l'on explique alors par des différences de niveau dans l'atmosphère solaire la décroissance des déplacements positifs avec les intensités croissantes pour les raies de la couche renversante, et la croissance des déplacements négatifs pour les raies de la chromosphère plus haute, on a la distribution des divers éléments de l'atmosphère dans le sens vertical. **Tableau.** H_3 et K_3 du calcium doivent être émis à un niveau plus haut que H_α de l'hydrogène, et H_α est compris entre K_3 et K_2 du calcium. Les éléments lourds et rares ne sont en quantité appréciable que dans les couches les plus basses de l'atmosphère solaire.

GEORGES CLAUDE. — Influence du diamètre sur la différence de potentiel aux bornes des tubes luminescents au néon. — P. 432.

La chute de potentiel le long de la colonne luminescente est inversement proportionnelle au diamètre du tube.

Chute de potentiel en volts par mètre
$\times$ diamètre du tube en millimètres $= 4800$.

DE FORCRAND. — Expériences sur les hydrates cuivriques et la chaleur de formation du nitrate de cuivre ; comparaison avec le nitrate d'uranyle. — P. 441.

L'hydrate bleu de Péligot donne à 85° l'hydrate vert, puis à 100° un hydrate vert olive, puis brun, et à 125°, dans l'air sec, l'oxyde noir. En dissolvant ces divers corps dans l'acide nitrique étendu nécessaire pour former le nitrate neutre, on obtient entre 18 et 20° :

Hydrate bleu de Péligot.........	CuO,H^2O	14721	petites calories
— vert....................	CuO,H^2O	14460	—
— olive....................	$CuO + 0,8H^2O$	14851	—
— brun....................	$CuO + 0,35H^2O$	15758	—
Oxyde noir préparé à 140-150°...	CuO	16381	—
— obtenu au rouge [1].......	CuO	14200	—
Hydrate d'uranyle..............	UO^3,H^2O	14840	—

(1) Expériences de MM. Sabatier et Joannis.

d'où :

$$Cu \text{ sol.} + N^2 \text{ gaz.} + O^6 \text{ gaz.} = N^2O^6Cu \begin{cases} \text{solide} & + 71\,490 \text{ petites calories} \\ \text{dissous} & + 81\,960 \quad — \end{cases}$$

M. MOULIN. — Sur les courbes terminales des spiraux. — Influence des termes du second ordre. — P. 446.

Calcul de l'excentration du spiral, indépendante du sens de la rotation du balancier, et proportionnelle à α^2 (α est l'angle dont a tourné le balancier à partir de sa position d'équilibre). Cette excentration peut produire, dans les positions verticales, une variation de plusieurs secondes par jour. En outre, le centre de la spire la plus voisine de la courbe terminale se déplace, de part et d'autre de sa position initiale, dans une direction perpendiculaire à la direction suivant laquelle le centre de gravité de la courbe terminale a été déplacé.

JULES ANDRADE. — Réglage d'un chronomètre marin à quatre spiraux. P. 464.

Application à deux couples de ressorts cylindriques de la loi de similitude des ressorts circulaires (1).

GEORGES CLAUDE. — Sur la dessiccation frigorifique de l'air destiné à être liquéfié. — P. 466.

Les gaz détendus circuleront, non plus autour des tubes échangeurs, mais dans ces tubes, tandis que l'air comprimé circulera autour d'eux, suivant une trajectoire méthodiquement sinueuse imposée par de nombreuses chicanes et composée d'éléments horizontaux. On peut de la sorte faire arriver l'air comprimé vers le bas, sans que le changement de densité influe beaucoup. L'eau liquide (provenant de l'humidité de l'air) s'écoule sans difficulté vers le bas, où elle est purgée périodiquement; et, pour éliminer le givre, on substituera un deuxième échangeur au premier au bout d'une douzaine d'heures environ.

---

(1) *C. R. Ac. Sc.*, 4 août 1913.

TAFFANEL et LE FLOCH. — Sur la combustion des mélanges gazeux et les températures d'inflammation. — P. 469 (1).

Mélanges d'air et de :	Pourcentage en gaz	Température d'inflammation	Matras de :
Grisou naturel........	de 3 à 30 0/0	680° à 875°	275 cm³
—	de 3 à 39 0/0	737° à 1.036°	15 cm³
Hydrogène...........	de 15 à 60 0/0	590° à 620°	375 cm³
—	de 20 à 60 0/0	625° à 712°	9 cm³
Oxyde de carbone.....	de 20 à 70 0/0	> 610°	375 cm³
—	» »	> 625°	15 cm³
—	» »	> 700°	9 cm³
Acétylène............	10 0/0	500°	Influence
—	20 0/0	400°	de la capa-
—	de 40 à 55 0/0	335°	cité faible
Ethylène.............	de 4,5 à 6,5 0/0	487°	275 cm³
Ethane...............	de 4 à 8 0/0	560°	275 cm³
Pentane.............	de 2 à 3 0/0	512°	(minimum)
Benzol...............	5 0/0	578°	—
Essence d'automobile.	2,2 0/0	481°	—
Alcool dénaturé......	de 27 à 38 0/0	450°	—
Poussières de houille.		590° à 670°	

T. LÉVI-CIVITA. — Théorème de Torricelli et début de l'écoulement. P. 481.

La formule de Torricelli :

$$v^2 = 2gh$$

(v = vitesse d'écoulement par un petit orifice ; h = niveau de l'orifice au-dessous de la surface libre du liquide), démontrée dans le cas du régime permanent, est aussi valable à l'instant où l'écoulement commence par la brusque ouverture d'un orifice dans la paroi d'un récipient contenant du liquide en repos. C'est ce que l'auteur établit en utilisant simplement le théorème des forces vives ; il détermine, en outre, la distribution des vitesses initiales à l'intérieur du vase.

(1) Voir aussi *C. R. Ac. Sc.*, 19 mai 1913.

Ch. DHÉRÉ et L. RYNCKI. — Sur l'absorption des rayons visibles et ultra-violets par les pigments carotinoïdes. — P. 501.

Tableau des bandes d'absorption. Les carotinoïdes (pigments jaunes, carotines et xantophylles), qui accompagnent dans les feuilles les chlorophylles α et β présentent une transparence relative vraiment considérable pour les radiations ultra-violettes jusqu'au voisinage de λ 225 μμ.

G. Boizard.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE ;

T. XI, nos 2 et 3 ; 1913.

De HEEN. — La vitesse de vaporisation des liquides. — P. 205.

Réponse aux critiques de MM. Jablezinski et Przemyski [1]. M. de Heen a employé, pour étudier la vaporisation deux types d'appareils, l'un où le courant de gaz arrive normalement à la surface du liquide, l'autre où ce courant est lent et tangentiel. Les lois qu'il a données se rapportent aux résultats obtenus par la première méthode. L'appareil de MM. Jablezynski et Przemyski est intermédiaire, et l'action du courant normal prédomine plus ou moins suivant la distance de l'orifice d'arrivée des gaz à la surface du liquide ; les nombres obtenus sont intermédiaires.

M. de Heen maintient que la vitesse d'évaporation est proportionnelle à la racine carrée de la vitesse du courant gazeux, indépendante de la pression ; il modifie légèrement la loi qui se rapporte aux températures en admettant que la vitesse de vaporisation est proportionnelle non à la tension de vapeur du liquide, mais au produit de cette tension par le frottement intérieur du gaz. Enfin, cette vitesse varie, pour une température donnée, comme le produit de la tension de vapeur par le poids moléculaire.

---

(1) Voir *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 966.

E. WOURTZEL. — Nouvelle revision des poids atomiques du chlore et de l'azote.
P. 214.

La détermination du poids atomique du chlore en relation directe avec l'oxygène est très difficile, par suite de l'instabilité des oxydes de chlore. Mais on peut espérer y arriver en étudiant le chlorure de nitrosyle, le poids atomique de l'azote étant connu avec une grande approximation. L'essai de synthèse de ce corps avait donné à MM. Boubnoff et Guye (1) un produit contenant un excès de chlore. M. Wourtzel a étudié d'abord la synthèse du peroxyde d'azote, ce qui l'a conduit à une détermination du poids atomique de l'azote, 14,0075 (le nombre admis actuellement étant 14,008). La méthode ainsi mise en œuvre peut être employée presque sans modifications à la synthèse du AzOCl pur, et le poids atomique du chlore ainsi déterminé est 35,460.

O.-F. TOWER. — La proportion d'oxygène dans l'air est-elle constante?
P. 249.

Revue critique des travaux sur cette question. Dalton a indiqué le premier qu'en atmosphère calme, la densité de l'oxygène étant plus élevée que celle de l'azote, la proportion de ce dernier gaz augmenterait avec l'altitude ; mais il indiquait aussitôt que le brassage dû aux vents devait supprimer cette cause de variation jusqu'aux altitudes que nous pouvons atteindre.

Loomis admet que les vagues de froid correspondant aux fortes pressions et amenant l'air des hautes régions, doivent diminuer la proportion d'oxygène ; Vogler arrive à une conclusion diamétralement opposée, en ce sens que pour lui les hautes pressions correspondent aux calmes et doivent produire une augmentation de la proportion d'oxygène.

Les nombreuses mesures expérimentales de Morley, Hempel, Duri et Zuntz ne permettent de voir aucune relation entre la composition de l'air et les conditions météorologiques. Les mesures de Bénédict à Boston, sur de l'air pris dans la ville, dans des souterrains, en pleine campagne, montrent que, si l'on observe de légères différences, le rétablissement de l'équilibre se fait très rapidement.

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. I, p. 876 ; 1911.

La mesure des densités poursuivie au Laboratoire de physique de Genève a conduit M. Guye à admettre une variation réelle qui serait due à la teneur en oxygène et aussi peut-être à la présence d'autres gaz légers provenant de la haute atmosphère [1].

Cependant la teneur moyenne des deux séries les plus complètes (Morley, 395 échantillons, 20,955 0/0 d'azote ; Bénédict, 20,952 0/0) concorde d'une façon si remarquable qu'on est conduit à admettre la constance de la composition de l'air et que les légères variations n'ont aucun lien avec les conditions atmosphériques.

P. DAMBIER. — Sur l'intervention du nombre π dans les relations entre les poids atomiques. — P. 260.

PH.-A. GUYE. — A propos de la note de M. Dambier. — P. 267.

On a déjà signalé des relations curieuses entre les poids atomiques des éléments, qui donnent lieu à des hypothèses plus ou moins compliquées. Nicholson en particulier [2] admet, dans une théorie électronique de la matière que les éléments sont formés de noyaux positifs autour desquels gravitent suivant des orbites circulaires des masses négatives, d'où l'intervention possible du nombre π. Or, M. Dambier, en utilisant les éléments dont le poids atomique est le mieux connu, trouve entre ces éléments ou leurs combinaisons des rapports qui sont des multiples ou des sous-multiples de π. Ces relations se présentent sous deux formes, par exemple :

$$\frac{3I}{Cl + Br + I} = \frac{\pi}{2} \quad \text{et} \quad \frac{AzH + 2\pi}{H^2O - 2\pi} = 2.$$

Il arrive même que certains rapports logiquement compatibles nécessiteraient deux valeurs distinctes très voisines du poids atomique d'un même élément. On pourrait interpréter ce fait en admettant que l'une des valeurs correspond à l'atome neutre, l'autre à l'atome électrisé.

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 968 ; 1912.
(2) *Phil. Mag.*, 6e série, t. XXII, p. 864 ; 1911.

A. JACQUEROD et TOURPAIAN. — **Sur le poids du litre normal des gaz chlore et tétrafluorure de silicium. Contribution à la détermination des poids atomiques du Cl et F.** — P. 269 (1).

Le poids moléculaire du Cl déduit des expériences des auteurs serait 35,28, plus faible que la valeur admise actuellement 35,46. L'explication de ce résultat demanderait des recherches nouvelles. Pour le fluor, ils obtiennent 19,09, au lieu de 19 admis généralement.

Il est vrai que la plupart des autres déterminations donnent des valeurs supérieures à 19.

Ph.-A. GUYE. — **Coup d'œil rétrospectif sur les déterminations du poids atomique du chlore. Poids atomique de l'argent. Considérations générales sur la détermination des poids atomiques.** — P. 275.

Revue des déterminations des poids atomiques du chlore et de l'argent depuis 1905. Les méthodes employées se classent en deux groupes : le premier, dit des méthodes classiques, emploie les méthodes anciennes perfectionnées ; le second comprend les méthodes physico-chimiques plus variées.

Les premières méthodes ont donné pour le chlore la valeur 35,454 plus faible que celle que donnent les secondes 35,461. Le second nombre doit être adopté, car le premier dépend du poids atomique de l'argent encore sujet à revision, tandis qu'il résulte de déterminations en rapport direct avec l'oxygène et de méthodes très différentes conduisant cependant à des résultats concordants. Il n'est pas impossible aujourd'hui de chercher à expliquer ces différences en remarquant que les méthodes modernes opèrent sur du chlore gazeux, tandis que les anciennes étudient le chlore entrant dans des combinaisons solides. Or, d'après la théorie électronique, l'atome de chlore pourrait contenir, suivant son état, quelques électrons en plus ou en moins; une différence de 6 électrons produirait une variation de $6 \times 0,00054 = 0^{gr},00324$, soit la moitié de la différence entre les valeurs obtenues par les deux méthodes. Pour l'argent, le poids atomique du chlore étant 35,461, deux mesures indépendantes l'une de

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 442.

l'autre donnent Ag = 107,89. Or d'autres procédés ont conduit à la valeur 107,88. Ce nombre 107,89 doit donc être considéré comme probable.

Enfin, M. Guye insiste sur la nécessité qu'il y aurait de réglementer les recherches éparses qui se poursuivent actuellement sur les poids atomiques, travail considérable, qui risque de rester stérile ou toujours sujet à revision, s'il n'y a pas une entente à ce sujet. Il serait nécessaire de fixer d'abord un certain nombre de valeurs fondamentales, dont l'emploi universel pour les calculs futurs aurait chance de faire cesser le chaos. Il ajoute que ces recherches ne sont pas l'apanage exclusif de savants spécialisés, mais que les méthodes modernes donnent, au contraire, entre les mains de jeunes expérimentateurs, des résultats parfaits, et il remarque, en particulier, que les perfectionnements sont venus de savants non spécialisés, qui s'y trouvent conduits par des considérations variées et au cours de recherches ayant un tout autre but.

PH.-A. GUYE. — Sur deux petites corrections à apporter aux déterminations de densités de gaz exécutées à Genève. — P. 319.

Les travaux relatifs à la densité des gaz exécutés à Genève ont montré que l'on pouvait souvent admettre la précision du 1/10000. Il y a lieu de se demander si quelques corrections négligées, lorsqu'on n'espérait pas arriver à cette précision, ne devraient pas entrer en ligne de compte.

Ces corrections se rapporteraient aux causes suivantes : 1° dans la réduction des pesées au vide, les poids de platine inférieurs au gramme ayant été réglés dans l'air sur des poids de laiton, c'est la densité de ce dernier métal qui doit entrer dans la formule de correction relative à ces poids. De plus, dans les méthodes où la densité des gaz est obtenue par un rapport de deux pesées, la réduction au vide est inutile. Enfin, des travaux récents ont corrigé la valeur de g à Genève, d'une quantité telle que la cinquième décimale du poids du litre de gaz peut se trouver modifiée. Les deux corrections qui en résultent peuvent être résumées dans le tableau suivant (L, poids du litre de gaz) :

L	C	L	C
0,8	— 0,000 052	2	— 0,000 136
1	— 0,000 068	2,5	— 0,000 170
1,5	— 0,000 102	3	— 0,000 206

G. BAUME. — La chimie physique en 1912. — P. 327.

J.-M. CRAFTS. — Points fixes du thermomètre entre 100° et 400°. Tensions de vapeur de la naphtaline, de l'eau et de la benzophénone. 1re partie. — P. 431.

La mesure précise des températures quelconques devient de première importance et tout perfectionnement dans la précision de ces mesures aura sa répercussion dans un grand nombre de cas.

Après s'être assuré que la naphtaline, qui peut être obtenue pure par quelques distillations fractionnées, ne subit aucune altération après des chauffes ayant duré plusieurs années, l'auteur s'est proposé de déterminer sa tension d'ébullition à différentes températures.

L'inconvénient de l'obturation des tubes de communication a été facilement évité en effectuant la condensation dans une partie de l'appareil maintenue à 80° au moyen d'eau chaude.

La mesure des pressions de la vapeur de naphtaline et de l'atmosphère a été faite par un dispositif tout particulier, permettant d'opérer rapidement et avec une précision qui dépasse celle que peut donner le cathétomètre. Les positions des ménisques sont repérées par rapport à des règles graduées en relation avec des pointes de platine, dont le contact avec le mercure était indiqué par le bruit entendu dans un téléphone ; ce bruit est produit par un courant interrompu au moyen d'un diapason. Le réglage primitif du niveau des ménisques par rapport aux pointes inférieures se faisait même automatiquement; un courant électrique, passant au moment voulu dans un électro-aimant, fermait la communication avec le réservoir de mercure.

Les températures ont été mesurées, par la même méthode, en déterminant la pression atteinte dans le réservoir d'un thermomètre à azote, plongé dans le récipient où se faisait l'ébullition du corps étudié. Les pressions variables sur l'appareil étaient données par une pompe à main, qui comprimait l'air dans de grands récipients en fer (tubes à acide carbonique placés dans les sous-sols du laboratoire).

Les résultats obtenus sont bien représentés par la formule suivante, qui donne la tension de vapeur en millimètres de mercure de

la naphtaline de 140° à 300° (T en température centigrade) :

$$P = 62,816 + 2,0509\,(T - 130) + 0,038169\,(T - 130)^2 + 0,0002122\,(T - 130)^3 + 0,000001264\,(T - 130)^4.$$

G. FRIEDEL. — Examen critique de la théorie Curie-Wulf sur les formes cristallines. Application aux liquides anisotropes. — P. 478.

La théorie succinctement indiquée par Curie pour rechercher la forme d'équilibre que doit prendre un cristal en solution saturée conduit à admettre que, dans ces conditions, il devrait y avoir dissolution sur certaines faces et cristallisation sur d'autres ; rien de pareil n'a jamais pu être constaté. Wulf a déduit du principe de Curie que les vitesses normales de croissance sont proportionnelles aux constantes capillaires ; cette loi, qu'il cherche à appliquer à des cristaux de forme quelconque, se trouve alors en contradiction avec la théorie de Curie ; elle ne devrait s'appliquer qu'aux cristaux ayant déjà la forme d'équilibre.

La nécessité de la conservation de la masse pendant la variation de forme est la cause de l'inapplication de cette théorie de Curie aux cristaux solides. Appliquée aux corps que l'on range sous le nom de cristaux liquides, la théorie de Curie et la loi de Wulf s'appliquent intégralement ; mais, par contre, elles conduisent à un critérium des véritables cristaux liquides, la nécessité de propriétés discontinues avec la direction, qui permet de nier aux substances étudiées par Lehmamn le nom de cristaux. Les uns sont en effet, des liquides anisotropes (analogues à certains liquides placés dans un champ magnétique) où rien ne peut déceler une structure réticulaire ; les autres peuvent être assimilés à des sortes de sphérolites où les phénomènes de polarisation sont dus à des groupements particuliers de ces substances, plus compliqués que le groupement autour d'un point ; mais rien dans les éléments de ces groupements ne peut aussi faire admettre la structure réticulaire ou des propriétés variant d'une façon discontinue avec l'orientation.

Ces lois ne s'appliquent donc pas aux cristaux solides, et il faut, avec M. Berthoud[1], renoncer à admettre, comme cause des formes cristallines polyédriques, les forces capillaires seules.

---

[1] Ce volume, p. 185.

MAURICE PRUDHOMME. — De la densité au zéro absolu et de la densité critique de quelques gaz. — P. 520.

L'auteur a déjà montré précédemment (1) que la somme des trois densités (correspondant aux trois volumes de l'équation de Van der Waals) est constante et égale à la densité au zéro absolu, et que celle-ci ne peut avoir pour valeur que $3D_c$ ou $4D_c$.

La loi du diamètre rectiligne s'appliquant rigoureusement à toute une série de corps ternaires liquides à la température ordinaire et pour lesquels la densité au zéro absolu est $4D_c$, l'auteur a étudié à ce point de vue trois gaz, N^2O, CO^2 et SO^2. Pour cela, en donnant à T, dans l'expression $\frac{1}{2}(d_1 + d_2) = A - BT$, un exposant n, cet exposant devra être égal à l'unité, si la loi des diamètres rectilignes s'applique. On déterminera également si D_0 est égal à $3D_c$ ou $4D_c$, en étudiant les deux formules obtenues en introduisant l'une ou l'autre de ces hypothèses et cherchant celle qui donne les résultats les plus conformes aux données expérimentales.

Pour N^2O, la formule $d_1 + d_2 = 3D_c - D_c \left(\frac{T_c}{T}\right)^n$ donne $n = 3{,}98$, et $d_1 + d_2 = 4D_c - 2D_c \left(\frac{T_c}{T}\right)^{n'}$ donne $n' = 1{,}75$. Dans les deux cas, la courbe $\frac{1}{2}(d_1 + d_2)$ n'est pas une droite, et on ne saurait calculer D_0 par le prolongement de ces courbes, dont on ne connaît pas tous les éléments, ou d'une de leurs cordes obtenue en joignant deux points extrêmes quelconques. Au contraire, en calculant les valeurs de $\frac{1}{2}(d_1 + d_2)$ avec chacune des formules, on sera conduit à adopter celle qui donne les résultats les plus rapprochés des données expérimentales. Pour N^2O et CO^2, c'est la première formule qu'il faut adopter, c'est-à-dire que $D_0 = 3D_c$. Au contraire pour SO^2, on doit admettre $D_0 = 4D_c$, ce gaz liquide à une température voisine de 0° se comporte comme les liquides de la série étudiée par S. Young.

(1) Ce volume, p. 186.

G.-K. BURGESS. — Etat actuel de l'échelle de température. — P. 529.

Etude comparée des diverses échelles de température par rapport à l'échelle thermodynamique et au point de vue de leur emploi. Les échelles à gaz permettent une grande précision aux températures moyennes; l'hydrogène à volume constant sous une pression initiale de 1000 grammes donne, entre 0° et 100°, une précision parfaite (différence 0°,002). L'hélium aux plus basses températures ne donne pas de différences supérieures à 1°,2; de 450° à 1550°, le thermomètre à azote à volume constant est assez exact (diffère de 1°,3 à 1500°).

Les échelles secondaires, à mercure (entre 0 et 520°), au toluène (entre 0° et — 90°), au pentane pour les températures plus basses; à résistance de platine de — 200° à 1000°; les couples thermo-électriques or-argent au-dessous de — 200°, permettent, suivant les circonstances et, après un étalonnage soigné, de grandes précisions. Enfin, pour les températures supérieures à 1500°, l'emploi des appareils basés sur les lois de radiation de Wien ou de Stéfan permet des mesures exactes; mais il y aurait encore lieu de reviser et de fixer par une entente internationale les coefficients de ces formules.

Le nombre de températures étalons bien déterminées par rapport à l'échelle thermodynamique est déjà assez grand; l'auteur en donne une liste de 32; il discute en particulier celles qui ont donné lieu à des travaux récents: point d'ébullition de l'oxygène, —182°,7; points de fusion du cadmium, 320°,92; de l'or, 1.063°; du platine, 1755°; du tungstène, 3000°.

Le bureau international a fixé avec une précision de 0°,002 les températures de l'intervalle fondamental (0° — 100°); les travaux récents permettraient d'étendre ces conditions à des intervalles beaucoup plus larges et d'éviter dès maintenant la nécessité, lorsqu'on lit une température, de se préoccuper de savoir avec quelle échelle elle a été déterminée.

G. Roy.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXVI; juillet, août, septembre, octobre et novembre 1913.

ALBERT CREHORE. — **Formation des molécules des éléments et de leurs composés à partir d'atomes constitués d'après la théorie des corpuscules disposés en anneaux.** — P. 25-85.

L'auteur part de la conception de Sir J.-J. Thomson sur la constitution des atomes.

Il cherche tout d'abord expérimentalement quelles sont les positions d'équilibre stable pour de petites sphères représentant les corpuscules et soumises :

1° A une attraction centrale proportionnelle à leur distance au centre ;

2° Aux répulsions des unes par les autres en raison inverse du carré de leur distance.

Des expériences analogues ont été faites par Meyer avec des aimants flottants et les figures obtenues ne concordent pas dans tous les cas avec celles calculées.

Il semble plus naturel d'employer dans cette recherche, au lieu d'actions magnétiques, des actions électrostatiques de même nature que celles qui agissent en réalité.

L'auteur suspend les sphères comme des pendules dont le point d'attache est commun, à des fils conducteurs. Si leur déviation est faible, la force qui tend à les ramener à leur position d'équilibre est proportionnelle à leur écart et figure aussi l'action de la sphère positive. Si elles ont d'autre part des charges égales et de même signe elles se repousseront suivant la loi correspondante.

Ne disposant pas d'une source à potentiel constant et assez élevé, l'auteur se servit de potentiel alternatif et d'un transformateur, un moteur synchrone donnant un contact en un point déterminé de la courbe de tension.

Il donne les figures d'équilibre ainsi obtenues, qui diffèrent non seulement de celles calculées, mais encore de celles obtenues avec des aimants. C'est ainsi qu'avec ceux-ci on obtient l'anneau central plus vite que le calcul ne l'indique et que dans l'expérience

précédente on le voit se former encore plus rapidement. Ainsi le troisième anneau commence à se former à partir de la onzième sphère, alors que le calcul prévoit sa formation seulement à partir du dix-septième électron.

Il est à remarquer ici que toutes les sphères étant au même potentiel, la charge portée par les sphères extérieures est plus grande.

En entourant les sphères et les fils de suspension d'un écran en toile métallique relié au pôle opposé, l'auteur a pu obtenir exactement les formations indiquées dans la table donnée par Sir J.J. Thomson.

Il est possible de calculer les forces qui s'exercent entre atomes ainsi constitués. L'auteur examine d'abord le cas simple de deux atomes formés chacun de deux électrons ayant les axes de leurs orbites en coincidence et disposés l'un au-dessus de l'autre ; il suppose les 4 électrons en phase et dans le même plan méridien. La force électrostatique qui s'exerce entre eux est :

$$F = \frac{e^2}{a^2}(-45v^{-6} + 262.5v^{-8} - 1\,240.31v^{-10} + \ldots),$$

e étant la charge de l'électron ;
a, le rayon de l'orbite ;
v, la distance entre les atomes mesurée en rayons.

Si $v = 4a$, $F = -0{,}008\frac{e^2}{a^2}$, soit $\frac{8}{1000}$ de la répulsion qui s'exercerait entre deux électrons à la distance a : si le second atome est à 1000 rayons du premier, la répulsion qui s'exerce entre eux est $45 \times 10^{-18}\frac{e^2}{a^2}$, alors que deux électrons libres à la même distance se repoussent avec une force $10^{-6}\frac{e^2}{a^2}$.

Si on suppose les électrons animés d'un mouvement de rotation autour de l'axe commun, il entre en jeu des forces s'opposant aux actions électrostatiques et variant comme l'inverse de la 4^e puissance de la distance ; il y a donc une position d'équilibre dépendant de la vitesse de rotation des électrons sur leur orbite.

Il faut également considérer les forces de gravitation qui, elles, varient comme l'inverse du carré de la distance.

L'auteur étudie ensuite le cas général où les atomes ont des positions quelconques l'un par rapport à l'autre. Il part des équations gé-

nérales donnant les forces exercées par l'une des charges sur l'autre :

(1) $F_1 = \frac{ee'}{KR^2}$ (répulsion le long de la ligne joignant les centres) ;

(2) $F_2 = \frac{\mu ee'}{R'} qq' \cos\gamma$ (attraction suivant la ligne des centres) ;

(3) $F_3 = \frac{\mu ee'}{R} \frac{dq}{dt}$ (dirigée en sens inverse de l'accélération de la 2e charge) ;

(4) $F_4 = \mu ee'q' \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{R}\right)$ (dirigée en sens inverse du mouvement de la 2e charge),

les vitesses respectives des charges étant q et q', les accélérations $\frac{dq}{dt}$, $\frac{dq'}{dt}$, R leur distance à l'instant t, γ l'angle entre les directions de leurs mouvements, les orbites étant supposées circulaires.

Il calcule alors les composantes de l'action résultante suivant trois directions particulières, d'abord la ligne joignant les centres des orbites, puis une direction située dans le plan méridien, enfin suivant une tangente à un cercle de latitude. Puis il détermine les valeurs moyennes des deux premières composantes correspondant à des temps très longs, la valeur moyenne suivant la troisième direction étant nulle. Il obtient ainsi les forces moyennes :

$$\overline{F_1} = \frac{\int_0^\infty F_1 dt}{\int_0^\infty dt = T}, \qquad \overline{F_2} = \frac{\int_0^\infty F_2 dt}{\int_0^\infty dt = T}.$$

Les valeurs de ces intégrales dépendent des hypothèses faites sur les vitesses angulaires ω et ω' de chacune des charges.

Un cas particulier est celui où les vitesses de rotation sont égales ou bien où l'une est un multiple exact de l'autre. L'importance de ce cas vient du fait que si deux atomes dont les électrons ont des vitesses angulaires voisines s'unissent pour former une molécule, il y a tendance à la synchronisation des électrons sur leurs orbites.

Un autre cas intéressant correspond au parallélisme des deux axes de rotation, les forces en jeu tiennent également dans ce cas à maintenir le parallélisme.

L'auteur établit enfin la relation donnant l'angle de latitude du deuxième atome pour que l'équilibre soit obtenu.

Pour passer au cas d'atomes formés de plusieurs électrons, il faut rechercher l'action sur l'un d'eux d'une série d'électrons disposés en anneau et faire intervenir les angles de phase ; il est facile alors d'obtenir les positions d'équilibre.

Une représensation graphique des équations permet de déterminer les positions d'équilibre stable, et une planche montre dans un cas particulier la disposition des courbes d'égale force entre deux atomes. On passe ensuite au cas de plus de deux atomes par molécule.

Il est difficile de concilier la théorie qui veut que les atomes perdent ou gagnent facilement des électrons pour former des ions avec celle qui les suppose formés par des corpuscules en équilibre stable surtout si on suppose le nombre de ces derniers limité. Cette hypothèse serait nécessaire si on admettait qu'un atome normal étant neutre, c'est-à-dire que la somme des charges qu'il transporte étant nulle, il ne peut être attiré ou repoussé par une charge extérieure.

Les équations obtenues montrent qu'il peut y avoir attraction ou répulsion suivant les positions respectives de l'atome et de la charge ; une charge positive pourra être attirée si elle se trouve dans le plan de l'équateur et elle sera au contraire repoussée si elle est sur l'axe.

Malheureusement les équations établies ne permettent pas le calcul des forces au voisinage immédiat de l'atome, les séries obtenues n'étant plus convergentes, et on ne peut calculer ce qui advient lorsqu'une charge est expulsée d'un atome lors de la formation d'un ion.

L'auteur examine enfin le cas où les atomes sont à de grandes distances les uns des autres, les équations se simplifient alors notablement ; puis il montre comment on peut calculer le rayon de l'anneau extérieur de corpuscules.

R. Fric.

B. Mc LAREN. — La théorie de la radiation. — T. XXV, p. 43-56.

Dans ce mémoire qui fait suite à deux autres parus dans le même journal (1), l'auteur développe une théorie de la radiation en conservant au rayonnement les lois de mouvement d'onde continu, par opposition aux idées d'Einstein qui admet des changements discontinus rappelant les processus chimiques. Les lois du mouvement de la ma-

---

(1) *Phil. Mag.*, juillet 1911 et avril 1912.

tière ne sont pas déduites du principe de la moindre action, et il n'est même pas nécessaire de supposer que ce sont des lois de mouvement continu. On obtient finalement pour la radiation complète la formule suivante :

$$E_\lambda = 8\pi R\theta\lambda^{-4}\left[1 + K_1\lambda\theta\left(e^{\frac{K}{\lambda\theta}} - 1\right)\right]^{-1},$$

formule dans laquelle K et K_1 sont deux constantes arbitraires, les autres lettres ayant leur signification habituelle. On voit que pour de grandes valeurs de $\lambda\theta$, la formule se réduit à peu près à la loi de lord Rayleigh, et à la loi de Wien pour de petites valeurs.

Wm. C. Mc C. LEWIS. — Pression interne et chaleur latente des liquides. P. 64-65.

Réponse à une critique de Sukhodski [1] à propos de la formule donnée précédemment par l'auteur :

$$K - l = T\frac{\partial K}{\partial T},$$

où K est la pression interne du liquide et l la chaleur latente de vaporisation.

Suit une discussion sur la signification de l qui peut être supposée soit la chaleur latente de vaporisation, soit la chaleur de dilatation du liquide lui-même.

Dans le dernier cas, l s'exprime par la formule :

$$l = -T\frac{\alpha}{\beta},$$

α étant le coefficient de dilatation, et β le coefficient de compressibilité du liquide.

La valeur de $\frac{\partial K}{\partial T}$ peut se calculer en s'appuyant sur les résultats de Davies [2] déduits de la loi du diamètre rectiligne :

$$\frac{1}{K}\frac{\partial K}{\partial T} = -\alpha,$$

ce qui donne, en tenant compte de la première formule :

$$K = \frac{l}{1 + T\alpha}.$$

---

(1) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 668 ; 1912.
(2) *J. de Phys.*, 5e série, t. II, p. 917 et 1024 ; 1912.

L'auteur donne pour un certain nombre de liquides les valeurs de K calculées dans les deux hypothèses indiquées sur la valeur de l. Les nombres trouvés ne différant que dans le rapport de 1 à 2, on ne peut se prononcer en faveur de l'une ou de l'autre hypothèse.

L. LETELLIER.

MALLIK. — Sur la loi de Fermat. — P. 144-158.

Mémoire purement mathématique. Dans la première partie, l'auteur montre comment l'optique cinématique peut se déduire de la loi de Fermat. Il se propose ensuite de chercher la signification dynamique de cette loi. Se basant sur la théorie de Maxwell, il conclut que la loi de Fermat exige que l'énergie lumineuse soit entièrement d'origine cinétique.

J. PATTERSON. — Electromètre enregistreur. — P. 200-209.

Dans cet instrument, une tige longue et très fine T, équilibrée par un contrepoids, est fixée sur l'axe de l'aiguille de l'électromètre. L'extrémité de T appuie à intervalles réguliers sur un ruban encré derrière lequel se déroule une feuille de papier, la trace laissée sur le papier donne la déviation de l'aiguille au moment considéré.

R.-J.-E. BETH. — Oscillations autour d'une position d'équilibre quand une relation linéaire simple existe entre les fréquences des vibrations principales. — P. 268-324.

Mémoire purement mathématique.

J. HOLLINGWORTH. — Interprétation physique de la fonction de Bessel d'ordre zéro. — P. 427-440.

L'auteur montre comment la fonction J_0 s'introduit dans l'étude de la propagation de certaines perturbations électriques.

J.-R. WILSON. — Sur les ondes planes du son. — P. 440-452.

Mémoire purement mathématique.

S.-B. Mc LAREN. — Une théorie de la gravitation. — P. 636-673.

L'auteur indique comment on peut édifier une théorie de la gravitation en partant de l'idée suivante de Bernhard Riemann : l'éther est un fluide et la matière une région où l'éther se détruit continuellement.

J.-J. SCHWATT. — Sommation d'un type de séries trigonométriques. P. 895-898.

Calcul de la somme d'une série de la forme :

$$\sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{(a+ng)^m \sin^p(a+n\gamma)}{(b+nh)} r^n.$$

J.-J. SCHWATT. — Méthode pour déterminer la somme d'un certain type de séries. — P. 898-902.

La série étudiée est de la forme :

$$S = \sum_{n=0}^{n=\infty} \frac{(\pm 1)^n r^n}{\prod\limits_{m=1}^{m=p}(tn+m)},$$

avec $r > o$.

AUBERT.

N. BOHR. — Sur la constitution des atomes et des molécules. P. 1-25 et 476-502.

Rutherford admet qu'un atome est constitué par un noyau positif entouré d'un système d'électrons maintenus par les forces attractives provenant du noyau. La charge négative totale des électrons est égale à la charge positive du noyau. De plus le noyau est supposé être le siège de la plus grande partie de la masse de l'atome et avoir des dimensions extrêmement petites vis-à-vis des dimensions linéaires de l'atome.

Mais, si l'on essaye d'expliquer les différentes propriétés de la matière à partir de cette structure atomique, il se présente des dif-

ficultés qui proviennent de l'instabilité apparente du système des électrons. L'électrodynamique classique est insuffisante quand il s'agit de considérer des systèmes de l'ordre de grandeur de l'atome. Il semble nécessaire d'introduire dans les lois du mouvement des électrons une quantité étrangère à l'électrodynamique classique, à savoir la constante de Planck ou quantum élémentaire d'énergie.

L'auteur montre, dans son mémoire, comment l'application des idées de Planck permet d'édifier une théorie de la constitution des atomes, théorie qui est d'accord avec les données de l'expérience et qui, en particulier, rend compte très simplement des lois spectrales de l'hydrogène.

A. Boutaric.

W.-F.-G. SWANN. — Sur un cas de conductibilité anormale dans un diélectrique solide. — P. 678-693.

L'auteur a étudié la conductibilité de la cérésine (*paraffin-wax*) sous des champs de l'ordre de 50 000 volts par centimètre.

L'appareil se compose essentiellement d'une plaque circulaire immergée entièrement dans la paraffine et placée parallèlement à deux autres plaques A et B munies d'anneaux de garde entre lesquelles on a fondu l'isolant dans le vide (distance de A à C, 2 millimètres; de B à C, 12 millimètres; diamètre de A et B, 65 millimètres).

On charge C à un potentiel déterminé au moyen d'un fil qui émerge de la paraffine et qu'on refond au-dessus de lui après la charge.

Pendant qu'on charge A, les autres plateaux sont mis au sol; on fait ensuite communiquer soit A, soit B, avec l'électromètre; on note les déviations de l'aiguille à des intervalles de temps égaux à sa période (1).

Qu'il s'agisse de A ou de B, en portant les temps en abscisses et le déplacement en 30 secondes en ordonnées, on obtient une courbe qui descend d'abord rapidement et prend une allure asymptotique à l'axe des abscisses. A une époque donnée, les lectures correspondant à A ou B sont pratiquement égales et de signe contraire.

On voit facilement que ces faits sont en contradiction avec la loi d'Ohm et aussi avec l'hypothèse d'un courant de saturation.

(1) Swans, *Phil. Mag.* [6], XXIV, p. 445 ; 1912.

La symétrie des courbes de charges s'applique en admettant que le courant est une fonction quelconque du champ et que les plateaux se comportent comme s'ils avaient une surface indéfinie; on constate en effet une dissymétrie dès que le dispositif de garde est imparfait.

La théorie corpusculaire ne donne pas d'explication du phénomène, à moins, peut-être, de supposer que les doublets moléculaires suivent, dans le champ électrique, une loi analogue à celle que suivent les aimants moléculaires dans un champ magnétique.

J.-C. MAC LENNAN et A.-R. MAC LEOD. — Mesure de la radiation pénétrante terrestre au moyen de l'électromètre de Wulf. — P. 740-752.

L'électromètre employé est constitué essentiellement par un équipage de deux fils de quartz rendus conducteurs, maintenus à la partie inférieure par une baguette de quartz solidaire d'un ressort antagoniste.

Le tout est enfermé dans une caisse en zinc de 2 litres, bien étanche, pourvue d'une ouverture où s'engage le microscope de l'électromètre et d'une fenêtre servant à éclairer le champ. Un tube de métal S entoure les fils de quartz; en le montant ou le descendant, on peut faire varier le volume dont les ions parviennent sur les fils de 2021 centimètres cubes, à $31^{cm^3},5$. La capacité électrique est $1^{cm},04$.

Si Q est la perte de charge par seconde, A la perte par les supports, V le volume agissant quand le tube S est levé, V_1 quand il est baissé :

$$q = A + BV,$$
$$q_1 = A + BV_1;$$

la charge par centimètre cube apportée par les ions sera :

$$B = \frac{Q - Q_1}{V - V_1}.$$

Si Δv et Δv_1 sont les pertes en voltage par heure, on en déduit :

$$B = \frac{1,04 (\Delta v - \Delta v_1)}{300 \times 3600 (V - V_1)}.$$

Le nombre d'ions engendrés par centimètre cube sera :

$$N = \frac{B}{e} = 1{,}02\,(\Delta v - \Delta v_1),$$

en prenant $e = 4{,}75 \times 10^{-10}$.

Une première série d'expériences faites à Cambridge a montré une constance remarquable de l'ionisation pendant 8 heures (le voltage décroît linéairement avec le temps). Les auteurs ont fait ensuite deux séries de mesures sur l'Atlantique (traversées du 14 au 22 septembre 1912 et du 24 juin au 1er juillet 1913). L'appareil a sur l'électroscope Wilson l'avantage d'être insensible au roulis du navire. Les moyennes sont de 4,3 et 4,35 ions par cm³-sec., nombres très inférieurs à ceux obtenus sur mer avec l'électroscope à feuilles dont, par contre, les indications concordent avec celles de l'appareil de Wulf dans les observations terrestres.

Des mesures faites en plongeant l'appareil dans le lac Ontario ou en le plaçant dans un bac plein d'eau montrent, jointes aux précédentes, qu'à moins de supposer l'existence à la surface de la terre d'une radiation extraordinairement pénétrante, on devrait admettre une ionisation résiduelle de 4 ions par cm³-sec dans la caisse de zinc complètement fermée. Comme Simpson et Wright ont obtenu des résultats analogues avec un vase de 27 litres [1], il semble difficile d'attribuer ce phénomène à la radioactivité du zinc. D'autre part, si l'ionisation était due à des chocs, elle devrait croître avec la température plus rapidement que ne l'indique l'expérience [2].

Lord RAYLEIGH. — Sur le mouvement d'un fluide visqueux. — P. 776-786.

Généralisation du théorème de Helmholtz, d'après lequel le mouvement permanent lent est celui pour lequel la fonction de dissipation F a un minimum absolu. Quand il existe un potentiel des vitesses, les équations du mouvement d'un fluide visqueux sont satisfaites (Stokes).

Quand on a :

$$\Delta u = \frac{\partial H}{\partial x}, \qquad \Delta v = \frac{\partial H}{\partial y}, \qquad \Delta w = \frac{\partial \Delta}{\partial z},$$

---

(1) Simpson et Wright, *Proc. Roy. Soc.*, A, LXXXV, p. 175 ; 1911.

(2) J.-J. Thomson, *Conduction of Electr. through Gases*, 2e éd., p. 294; Langevin et Rey, *le Radium*, p. 142 ; 1913.

avec la condition :

$$(1) \qquad \Delta H = 0,$$

F est encore un minimum absolu, le mouvement n'étant pas nécessairement lent, les conditions sont alors nécessaires et suffisantes.

La stabilité du mouvement lent d'un fluide visqueux établie par Korteweg est difficile à généraliser, quand le mouvement n'est plus très lent (ou quand le fluide n'est plus très visqueux). On peut se poser cette question à propos du mouvement du liquide contenu dans un vase tournant avec une vitesse uniforme. Lord Rayleigh démontre que, dans le cas où le fluide est compris entre deux cylindres coaxiaux, le mouvement pris dès le début est stable. Le cas général est beaucoup plus compliqué ; dans le cas où un mouvement est instable, il faut tenir compte de sa durée.

A. Grumbach.

E. RUTHERFORD et J.-M. NUTTALL. — Dispersion des particules α par les gaz. P. 702-712.

La dispersion des particules α a été étudiée dans l'hydrogène, l'hélium, l'air, le méthane, le gaz carbonique et l'hydrogène sulfuré. Elle est proportionnelle à la pression et en raison inverse de la quatrième puissance de la vitesse des particules. Il résulte de là que c'est la dispersion dite « singulière », qui joue le rôle le plus important, comme tend d'ailleurs à le montrer le fait que la dispersion observée dans le cas des gaz légers est proportionnelle au carré du poids atomique.

H. B. KEENNE. — Sur le passage des rayons X à travers les métaux. P. 712-717.

L'auteur a étudié par la photographie les rayons X qui ont traversé des feuilles de métal. Il attribue les apparences obtenues à l'action des petits cristaux, qui forment comme la trame de la feuille métallique.

E. RUTHERFORD et H. ROBINSON. — Analyse des rayons β du radium B et du radium C. — P. 717-729.

Les auteurs ont étudié la distribution des vitesses des rayons β émis pour le radium B et par le radium C. Ils ont ainsi obtenu seize groupes de rayons β émis par le radium B dont les vitesses exprimées en prenant comme unité la vitesse de la lumière varient entre 0,823 et 0,365. Pour le radium C, on a 48 groupes; les vitesses s'échelonnent entre 0,9858 et 0,632, et l'énergie correspondant à chacun de 29 groupes les plus rapides est approximativement un multiple entier d'une valeur constante.

JOHN.-S. TOWNSEND. — Décharges sous faibles différences de potentiel dans les vides élevés. — P. 730-732.

Le fait que le potentiel de décharge est abaissé lorsqu'un tube à vide se trouve placé dans un champ magnétique s'explique par le fait que dans leur trajectoire hélicoïdale les électrons allant d'une électrode à l'autre rencontrent beaucoup plus de molécules qu'ils ionisent que lorsque, en l'absence du champ, leur trajectoire est rectiligne.

HENRY WILDE. — Sur quelques relations nouvelles entre les poids atomiques des éléments et sur la classification et les transformations du néon et de l'hélium. — P. 732-740.

L'auteur propose une nouvelle classification des éléments en sept colonnes, dans chacune desquelles les poids atomiques des éléments sont des multiples entiers de chacun des sept premiers nombres entiers. Il attribue au néon le poids atomique 7; il fait de lui la tête de la septième colonne, et de l'hélium la tête de la deuxième colonne.

F. CROZE.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XLI, n^{os} 9 et 10; t. XLII, n° 11; 1913.

GERHARD-C. SCHMIDT. — Sur la conductibilité électrique des vapeurs salines (2^e communication). — P. 673-708.

Dans sa première communication (1), l'auteur avait étudié la conductibilité des vapeurs émises par les halogénures de différents métaux — en particulier Zn et Cd pour lesquels le phénomène est très accentué. Il avait observé une variation considérable de la conductibilité avec le temps, qu'il avait attribuée :

1° A l'appauvrissement en ions par le courant ;

2° A la neutralisation des ions (dus à la décomposition chimique) suivant le schéma suivant :

Exemple :

$$CdI^2 \rightleftarrows \overset{+}{Cd}{}^{+} + I^{2}{}^{\overset{-}{-}}; \qquad \overset{+}{Cd}{}^{+} + I^{2}{}^{\overset{-}{-}} = Cd^{\overset{+}{-}} + I^{2}{}^{\overset{+}{-}}.$$

Depuis, les résultats de Sheard (2) ont été publiés, qui mettent aussi en évidence la variation de la conductibilité avec le temps; mais Sheard en donne une interprétation en désaccord avec les premières recherches de Schmidt.

Schmidt, ayant remarqué que la variation de la surface modifiait considérablement la conductibilité, a fait une série de recherches systématiques sur les halogénures de Zn et de Cd, avec des appareils analogues aux appareils primitifs. Il a été conduit aux résultats suivants :

Si l'on prend soin d'éliminer l'appauvrissement en ions par le courant et de maintenir la surface du sel constante, la conductibilité est toujours indépendante du temps. Pour maintenir la surface pratiquement constante, Schmidt a opéré sur des cylindres du sel et de façon beaucoup plus sûre avec le sel liquide ($ZnCl^2$ qui fond vers 260° est particulièrement indiqué).

L'accroissement de conductibilité avec le temps, observé d'ordinaire au début d'une série d'observations, est dû à ce que la vapeur atteint progressivement la sonde; la diminution de conductibilité

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 686; 1911.
(2) *J. de Phys.*, ce vol., p. 345.

observée ensuite provient de la diminution de la surface ; elle peut tenir en outre à l'appauvrissement en ions par le courant. Schmidt rejette actuellement son hypothèse primitive sur la neutralisation des ions.

Dans les conditions où la conductibilité est indépendante du temps, on observe qu'elle croît très rapidement avec la température, — et qu'à température constante, elle décroît d'abord quand la pression diminue, puis qu'elle croît très fortement.

F. MAYER. — Sur la diffusion des rayons α. — P. 931-970.

L'auteur étudie la diffusion des rayons α du polonium ; Geiger (1) a déjà fait une étude analogue pour les rayons α du Ra C.

Mayer utilise la méthode des scintillations (déjà employée par Geiger) et la méthode photographique [employée par Kinoshita (2)]. Il a cherché à mettre en évidence l'influence de la température sur la diffusion; différentes hypothèses sur la façon dont se produit le choc des particules α avaient fait prévoir une augmentation de la diffusion, proportionnelle à la racine carrée de la température absolue : l'expérience ne montre pas d'influence de la température.

Les résultats obtenus par Mayer, à la température ordinaire, avec des feuilles de différentes substances (Pt, Au, Ag, Cu, Al, mica) et d'épaisseurs variables pour provoquer la diffusion, confirment ceux de Geiger et de Kinoshita. Leur application aux théories de Thomson et de Rutherford sur la diffusion des rayons α fournit, pour le nombre d'électrons dans l'atome, des valeurs de l'ordre de grandeur des poids atomiques.

M. Barrée.

W. FRIEDRICH, P. KNIPPING et M. LAUE. — Interférence des rayons de Röntgen. — P. 971-988.

Si les rayons de Röntgen sont constitués par des ondes électromagnétiques et si les atomes sont disposés aux nœuds d'un réseau à l'intérieur d'un cristal, le passage des rayons X à travers une lame cristalline doit donner lieu à des phénomènes d'interférence ana-

(1) Geiger, *Proc. of the Roy. Soc.*, 1908 à 1910.
(2) Kinoshita, *Proc. of Roy. Soc.*, 1910.

logues à ceux que les réseaux produisent dans le cas des rayons lumineux. Dans le cas du réseau cristallin, les phénomènes sont plus complexes par suite de la triple périodicité de ce réseau.

M. Laue développe la théorie de ce phénomène dans le cas général des cristaux tricliniques.

MM. Friedrich et Knipping ont entrepris la vérification expérimentale de cette théorie ; ils reçoivent sur des plaques photographiques le rayonnement secondaire émis sous l'influence des rayons de Röntgen par une plaque cristalline de sulfate de cuivre, de blende et de diamant. (Planches.)

Les résultats confirment qualitativement la théorie et démontrent la périodicité sinon des rayons primaires, tout au moins des rayons secondaires.

M. LAUE. — Vérification quantitative de la théorie de l'interférence des rayons de Röntgen. — P. 989-1002.

Cette vérification porte sur le cas de la blende éclairée parallèlement à son axe quaternaire.

L'auteur calcule la constante du réseau et les différentes longueurs d'onde correspondant aux points d'interférence. La valeur a de la constante du réseau est $8{,}53 \cdot 10^{-8}$ centimètres. Il trouve sept longueurs d'onde différentes toutes multiples d'une largeur d'onde λ : telle que $\frac{\lambda}{a} : 475 \times 10^{-3}$. Dans ces calculs, l'auteur ne tient compte que d'un réseau unique, il fait remarquer dans un appendice qu'il faudrait en réalité considérer le cristal comme formé de plusieurs réseaux légèrement déplacés les uns par rapport aux autres.

M. LAUE et F. TÀNK. — Constitution des figures d'interférence des rayons de Röntgen. — P. 1003-1011.

Les épreuves photographiques obtenues dans les expériences d'interférence des rayons de Röntgen se composent de longs traits noirs répartis symétriquement autour de la trace du rayon primaire et perpendiculaires à la droite qui les joint à cette trace. La largeur de ces traits est due à la courbure des ondes, et ces traits se réduisent à des points quand la distance du cristal à la cathode est assez grande (150 centimètres). Ce fait permet d'apprécier le

nombre d'éléments de réseaux juxtaposés jouant le rôle d'un réseau unique ; on trouve $7,5 \times 10^3$ donnant une longueur de 6×10^{-4} centimètres, alors que les dimensions du cristal sont de quelques centièmes de centimètre. Le cristal se compose sans doute de portions de réseau oscillant par agitation thermique ; ceci permet de prévoir que les points d'interférence auront une longueur appréciable pour une distance cathode-cristal d'autant plus grande que la température sera plus basse, et c'est ce que l'expérience confirme.

S. VALENTINER. — Constante de la loi de Stéphan-Boltzmann. — P. 1056-1058.

F. KURLBAUM et S. VALENTINER. — Réponse à l'article de M. Gerlach intitulé « Critique des mesures de rayonnement ». — P. 1059-1063.

Discussion des arguments de M. Gerlach en faveur de sa méthode et contre celle de Kurlbaum pour la mesure de la constante de Stephan-Boltzmann.

P. JOB.

T. XLII, n° 11 ; 1913.

O.-E. GUNTHER. — Energie et résistance des étincelles de rupture et de fermeture dans les circuits inductifs. Extinction des étincelles au moyen des condensateurs. — P. 94-132.

En produisant la rupture ou la fermeture d'un circuit dans un récipient plein d'air dont la variation de pression peut être évaluée au moyen d'un manomètre, l'auteur évalue la quantité de chaleur dégagée par l'étincelle.

Dans le cas de la fermeture du circuit et lorsqu'un condensateur est placé en dérivation sur l'interrupteur, il constate que cette quantité de chaleur est proportionnelle à l'énergie emmagasinée dans le condensateur, une partie de cette énergie se dégradant, du reste, dans les conducteurs reliant le condensateur à l'interrupteur. Cette quantité de chaleur ne représente pas complètement l'énergie dépensée dans l'étincelle, une certaine partie se trouvant utilisée pour produire la lumière, le son, l'ionisation du gaz... On peut calculer la dépense totale d'énergie en assimilant l'étincelle à une résistance ohmique constante.

Dans le cas de la rupture, si aucun condensateur ne se trouve en dérivation sur l'interrupteur, les relevés oscillographiques montrent

que l'intensité du courant décroît linéairement en fonction du temps de sa valeur maximum à une valeur minimum pour laquelle la coupure se produit. On se trouve dans le cas d'un arc dont la longueur augmente; si un condensateur est placé en dérivation, on se trouve, au contraire, dans le cas d'une étincelle proprement dite.

L'énergie dépensée dans cette étincelle décroît à mesure qu'augmente la capacité du condensateur.

L'auteur montre enfin comment on peut prédéterminer la capacité d'un semblable condensateur, et la résistance à donner aux fils de connection qui le réunissent à l'interrupteur, pour réduire au minimum l'énergie dans cet interrupteur par des successions de fermetures et de ruptures. R. Jouaust.

F. HENNING. — Rectifications au travail « Thermomètres à hydrogène et à résistance entre 0° et — 193° ». — T. XLI, p. 1064.

Peter Paul KOCH. — I. Sur la mesure de la répartition de l'intensité dans les raies spectrales. II. L'élimination de l'influence de l'appareil et la détermination de la répartition vraie de l'intensité. — P. 1-29.

L'auteur a décrit antérieurement (1) une méthode de photométrie photographique qui lui a permis de mesurer la répartition de l'intensité dans les raies spectrales, telle qu'elle est fournie par une série de spectroscopes interférentiels, sans chercher dans quelle mesure la répartition vraie de l'intensité peut être modifiée par l'appareil dispersif.

Le présent travail a pour but de déterminer cette répartition vraie de l'intensité dans une raie très fine, telle que la raie rouge du cadmium (6 439 ang.), et cela *sans faire aucune hypothèse sur la constitution de cette raie.*

A cet effet quatre systèmes de franges d'interférence sont réalisés successivement, à l'aide d'une lampe à vapeur de cadmium et de quatre étalons de Fabry et Pérot, dont les lames d'air ont des épaisseurs croissantes, depuis $1^{mm},1$ jusqu'à $30^{mm},3$. La répartition de l'intensité dans les franges est mesurée par la méthode de photométrie photographique antérieurement décrite. Des expériences de contrôle ont montré que les résultats ne peuvent pas être faussés par un effet analogue à celui signalé par Eberhard (2).

(1) *Ann. d. Phys.*, t. XXXIV, p. 377; 1911.
(2) Voir *J. de Phys.*, 5e sér., t. II, p. 410; 1912.

Pour interpréter ces données expérimentales, l'auteur observe qu'une raie rigoureusement monochromatique produirait des franges ayant une certaine répartition d'intensité caractéristique de l'appareil dispersif. En réalité la raie a une largeur finie et ses différents éléments produisent autant de systèmes de franges monochromatiques, décalés les uns par rapport aux autres. Pour un étalon de faible épaisseur, la dispersion totale de la raie est petite par rapport à la largeur d'une frange monochromatique, et tout se passe comme si la raie était infiniment étroite. Au contraire, pour un étalon d'épaisseur suffisante, c'est la largeur d'une frange monochromatique qui devient une faible fraction de la dispersion totale de la raie, et alors la répartition d'intensité observée est pratiquement identique à celle de la raie.

En fait, si l'on porte en abscisses les épaisseurs des étalons, en ordonnées les largeurs de frange (évaluées en longueurs d'onde) correspondant à des fractions données de l'intensité maxima, les courbes ainsi obtenues sont d'abord rapidement décroissantes, puis deviennent pratiquement horizontales à partir d'une épaisseur d'étalon d'environ 15 millimètres.

La répartition observée avec l'étalon de $30^{mm},3$ est donc bien celle de la raie rouge du cadmium, dans les conditions d'emploi (l'auteur indique des vérifications par construction graphique et par calcul de séries harmoniques). Cette répartition est symétrique et conforme à celle qui doit résulter de l'effet Doppler-Fizeau dû à l'agitation thermique de l'atome, comme le montre le tableau suivant :

Écart de longueur d'onde à partir du milieu de la raie	Intensité relative correspondante	
	Observée	Calculée
0,005 ang.	0,94	0,93
0,015	0,51	0,50
0,025	0,17	0,15
0,035	0,00	0,02

Cela correspondait, il est vrai, pour l'arc au cadmium, à une température de 4.830° absolus. L'auteur considère ce résultat comme invraisemblable et signale que l'élargissement de la raie peut être attribué à d'autres causes (épaisseur de la couche lumineuse ou densité de la vapeur éclairante).

La méthode n'est applicable qu'à des raies isolées, telles que la raie rouge du cadmium, à l'exclusion des systèmes plus compliqués

de raies très fines juxtaposées, pour lesquels le champ de dispersion serait trop étroit (0,07 ang. avec l'étalon de $30^{mm},3$).

A. OCCHIALINI et E. BODAREU. — La constante diélectrique de l'air jusque vers 350 atmosphères (1). — P. 67-93.

La méthode est, à quelques variantes près, celle employée par Lebedew dans ses recherches sur la constante diélectrique des vapeurs. La densité d (par rapport à l'air normal) est mesurée directement à l'aide d'un densimètre antérieurement décrit (2). Les nombres inscrits dans la première colonne du tableau suivant représentent les valeurs approximatives de la pression en atmosphères; les mesures ont été faites à la température ordinaire, entre 14 et 20° C.

p	d	K	n^2
64	60	1,0357	1,0357
124	115	1,0684	1,0692
192	175	1,1053	1,1061
255	225	1,1373	—
334	275	1,1691	—

La dernière colonne contient les résultats d'expériences antérieures de Magri (3) sur l'indice de réfraction de l'air. La relation de Maxwell est très convenablement vérifiée.

D'autre part, le tableau ci-après montre que la formule approchée

$$\frac{K-1}{d} = C^{te},$$

n'est pas vérifiée dans les limites des présentes expériences.

d	$\frac{K-1}{d} \cdot 10^6$	$\frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{10^6}{d}$
60	596	196
115	595	194
175	602	194
225	610	195
275	615	195

(1) Mémoire traduit de l'italien : A. Occhialini et E. Bodareu, *Cim.* (6), V, p. 15; 1913.

(2) A. Occhialini, *Un densimetro per alte pressioni* [*Cim.* (6), IV; 1912].

(3) L. Magri, *Nuov. Cim.* (5), VII, p. 81; 1904.

Au contraire, on voit que la formule de Mossotti-Clausius,

$$\frac{K-1}{K+2}\cdot\frac{1}{d}=C^{te},$$

retrouvée par Lorentz dans sa théorie électronique des diélectriques, représente exactement, dans le cas actuel, la relation entre la constante diélectrique et la densité.

A l'aide de cette formule et des données numériques précédentes, on calcule pour la constante diélectrique de l'air normal la valeur :

$$K_0 = 1,000585.$$

CH. FORTIN.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIV ; 1913.

J. STARK et G. WENDT. — Les différents spectres de bandes du mercure. P. 562-566.

Les auteurs ont photographié les spectres du mercure avec un spectrographe en quartz de Hilger. Ils sont amenés ainsi à distinguer trois groupes de bandes du mercure.

Le premier groupe est donné par la lumière positive dans un tube, où la vapeur de mercure se trouve à la pression de 1 à 10 millimètres, parcouru par une décharge sans capacité. Il est formé par six bandes dégradées tantôt vers les courtes, tantôt vers les grandes longueurs d'onde et formées de composantes dégradées vers les grandes longueurs d'onde. Ces bandes sont identiques à celles qui avaient déjà été signalées par Wood et par Steubing, et se trouvent entre λ 490 et 400, 350 et 310, 270 et 250, 248 et 247, 234 et 233 $\mu\mu$ et au voisinage de 195 $\mu\mu$.

Le deuxième groupe de bandes positives s'obtient lorsque le tube contient des traces de vapeur de mercure mélangée à de l'hydrogène à la pression de 10-20 millimètres et qu'il est parcouru par une décharge sans capacité. Treize de ces bandes comprises entre λ 4517 et 2820 A. U. ont été observées par Eder et Valenta et sont dégradées vers les courtes longueurs d'onde. Les auteurs en si-

gnalent trois autres à λ 3049, 2986 et 2942 qui ont une structure analogue aux précédentes, mais sont dégradées vers les grandes longueurs d'onde.

Le troisième groupe est celui des bandes négatives déjà signalé par Stark.

J. STARK et G. WENDT. — Les moyens de séparer les raies du mercure λ 2336,7 et 2345,5 Å.U. des bandes du mercure λ 2540 et 2346 Å.U. — P. 567-568.

Les auteurs indiquent les précautions à prendre pour que sur les clichés on ne soit pas exposé à faire de confusions entre ces raies et les têtes de ces bandes.

L.-H. SIERTSEMA et M. DE HAAS. — Mesures des indices de réfraction des gaz aux hautes pressions : I. Dispersion de l'hydrogène.

II. Dispersion de l'air et du gaz carbonique. — P. 568-577.

Les auteurs ont mesuré par une méthode interférentielle, la dispersion de l'hydrogène de l'air et du gaz carbonique entre λ 0,644 et λ 0,405 μ, en opérant à des pressions variant entre 25 et 100 atmosphères. Les nombres obtenus concordent avec ceux que l'on obtient à partir des formules de dispersion déduites de la théorie des électrons.

WALTHER GERLACH. — Mesure absolue du rayonnement total de la lampe Hefner. P. 577-581.

L'auteur trouve que le rayonnement total de la lampe Hefner est le même pour les différents types de cette lampe et, pour une même lampe, constant quand on utilise de l'acétate d'amyle pur. Les mesures faites par l'auteur avec une pile thermoélectrique concordent avec celles qui ont été faites avec le pyrhéliomètre d'Ångström, et les nombres que l'on obtient doivent être augmentés de 2 0/0 environ.

L. VEGARD. — Photographies du spectre de l'aurore boréale prises avec un spectrographe de grande dispersion. — P. 677-681.

En photographiant le spectre de l'aurore boréale avec un spectro-

graphe à trois prismes, l'auteur a trouvé que les raies qu'il a ainsi obtenues coïncident avec les têtes des bandes négatives de l'azote, à l'exception toutefois de la raie verte 5572,5, qui serait due à l'argon.

WILHELM HILLERS. — Photographies d'un mirage multiple. Remarque sur la relation entre le mirage triple de Vince et la distribution de la température. — P. 718-723.

L'auteur donne des photographies d'effets de mirage triple obtenues près d'un mur, exposées au soleil, et indique qu'une distribution de température au voisinage de ce mur capable de produire les triples images obtenues est donnée par la formule :

$$t = \frac{4t_0}{(e^{x\alpha} + e^{-x\alpha})^2}.$$

E. GOLDSTEIN. — Sur un nouveau spectre paraissant appartenir à l'hélium. P. 624-629.

Goldstein a obtenu dans un tube de Geissler contenant de l'hélium un spectre nouveau qui ressemble au deuxième spectre de l'hydrogène. Ce spectre s'obtient avec la décharge ordinaire de la bobine, lorsque le capillaire du tube est étroit, et avec la décharge condensée lorsque le capillaire est large. Ce spectre appartient vraisemblablement à l'hélium, car on ne l'observe pas sans la présence de l'hélium et il a été retrouvé par l'auteur avec tous les échantillons d'hélium utilisés.

F. CROZE.

C. MAINKA. — Sur l'agitation microsismique et les ondes superficielles. P. 555-557.

De cette étude, basée sur les enregistrements de cinq stations sismologiques, il résulte que les ondes d'agitation microsismique présentent des amplitudes et des périodes notablement plus petites en été qu'en hiver ; il semble bien que cette agitation soit en relation avec l'état de la mer. L'observatoire de Pulkovo donne pour tous les jours un certain nombre de mesures des trois composantes A_N, A_E, Z de ces mouvements, on peut donc calculer $H = \sqrt{A_N^2 + A_E^2}$ et former

le rapport $\frac{H}{Z}$ des amplitudes horizontales et verticales. On trouve des valeurs très différentes, le plus souvent > 1.

On peut appliquer le même calcul de $\frac{H}{Z}$ aux ondes superficielles des tremblements de terre. L'étude a porté sur 80 mouvements enregistrés à Pulkovo et a conduit à une valeur moyenne de $\frac{H}{Z} = 1,1$; cette valeur ne concorde pas avec celle qu'indique la théorie de la propagation des ondes à la surface d'un milieu isotrope.

J. LUDWIG. — Amélioration des lectures faites au moyen d'un miroir. — P. 557.

Dispositif permettant de superposer l'image d'un vernier à l'image de l'échelle divisée. L. Eblé.

H. BARKHAUSEN. — Modèle de démonstration pour la propagation des ondes. P. 620-622.

En face d'une planche, entre deux consoles, est tendu un fil métallique long et fin, soutenu au besoin en plusieurs endroits pour l'empêcher de s'incurver. Des bandes métalliques équidistantes sont soudées perpendiculairement au fil en leur milieu et orientées de manière à paraitre extrêmement minces. Si l'on donne au fil des oscillations de torsion, ces lames paraissent s'allonger du fait de leur mouvement et en raison de la rotation qu'elles ont subie, de sorte que l'on obtient une image complète de la courbe des amplitudes du fil. La lenteur des vibrations est d'autant plus grande que le fil est plus fin et le moment d'inertie des bandes plus grand. On rend la représentation plus complète en peignant de couleurs différentes la face inférieure et la face supérieure des bandes. On règle la période de manière à réaliser des nombres différents de concamérations, en donnant avec la main à la première bande un mouvement convenable (qui peut également être obtenu au moyen d'un petit pendule de période convenable).

En détachant une des extrémités du fil et le laissant pendre verticalement, on réalise d'autres conditions de vibration (tuyaux ouverts à une extrémité). P. Lugol.

R. T. BEATTY. — Potentiel d'ionisation dans les gaz. — P. 622-623.

S'appuyant sur les résultats expérimentaux de Rutherford relatifs à la constitution de l'atome d'hélium et à la double charge positive d'une particule α, l'auteur conçoit l'atome de la façon suivante : une charge centrale positive ne ; n — 2 électrons fixés à la charge positive, et 2 électrons extérieurs. Le potentiel qui maintient ces 2 électrons dans l'atome est donné par :

$$V = \frac{3}{2} \cdot 300 \, \frac{4,69 \, 10^{-10}}{a}$$

où a est le rayon de l'atome, $4,69 \, . \, 10^{-10}$ la charge élémentaire de l'électron.

Les valeurs relatives de a sont tirées des remarquables expériences de Rankine sur la viscosité des gaz monoatomiques. Les valeurs absolues de a sont fournies par les résultats de Jeans.

L'auteur donne le tableau suivant :

Élément	V en volts	
	calculé	observé
He	19,4	20,5
Ne	16,2	16
Ar	11,6	12

La concordance est remarquable.

E. HUPKA. — Sur le passage des rayons Röntgen à travers les métaux. P. 623.

Dans ses recherches sur les rayons de Röntgen, l'auteur a remarqué que par le passage du faisceau dans une fenêtre de métal, le photogramme obtenu ne représentait pas une simple image géométrique, agrandie par diffusion, de la fenêtre, mais que souvent il y avait une grande quantité de stries, de longueurs et d'intensités différentes, disposées radialement autour de l'image de la fenêtre.

L'auteur explique ce phénomène en supposant que peut-être, par élévation de température du métal, les cristaux microscopiques qui le constituent s'orientent : et le faisceau de rayons Röntgen traverserait ainsi un milieu cristallisé.

J. FRANCK. — Sur l'influence de l'affinité des électrons sur la charge des rayons-canaux. — P. 623-624.

Étude des résultats de J.-J. Thomson sur la charge des rayons-canaux dans la vapeur de mercure.

JULES ROUX.

H. REIN. — Contribution à l'étude de la résonance dans les différents systèmes de radiotélégraphie. — P. 633-639.

L'auteur montre que dans le cas d'ondes non amorties, la résonance est d'autant plus aiguë que l'amortissement de l'appareil de réception est plus faible.

Si on suppose le détecteur intercalé directement dans l'antenne, en désignant par R sa résistance d'utilisation, par ρ la résistance du reste du circuit (résistance ohmique et résistance de rayonnement), les conditions *optima* de fonctionnement sont réalisées par $R = \rho$.

Si le détecteur est placé dans un circuit secondaire de self-induction L et de coefficient d'induction mutuelle M par rapport à l'antenne, les conditions *optima* de fonctionnement sont réalisées lorsque:

$$\rho = R \frac{M^2}{L^2}.$$

Dans le cas d'oscillations amorties, à amortissement égal de l'appareil de réception, la résonance est d'autant plus aiguë que l'appareil d'émission est moins amorti.

Si on suppose le détecteur intercalé directement dans l'antenne, les conditions *optima* sont réalisées lorsque :

$$R^2 = \rho^2 \left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}\right),$$

ϑ_1 étant le décrément de l'émetteur, ϑ_2 celui du récepteur.

L'auteur termine en décrivant des expériences ayant pour but de vérifier les considérations théoriques précédentes.

R. JOUAUST.

OSKAR SANZEN. — **Contribution à la théorie de la résistance des fluides compressibles. — P. 639-643.**

L'auteur considère le cas particulier d'un cylindre à section circulaire dont l'axe est perpendiculaire à un courant d'air uniforme et régulier. Il calcule de manière approchée le potentiel des vitesses en supposant l'air sans frottement, mais compressible et suivant la loi de Mariotte. Il trouve que la compressibilité n'a qu'une influence très faible sur la distribution des lignes de courant jusqu'à des vitesses de 100 m/sec., et que cette influence croît comme le carré de la vitesse. Il est conduit à cette conséquence que la résistance du fluide gazeux compressible sur le cylindre est nulle, comme la théorie l'indique pour le cas d'un fluide incompressible.

CH. MAURAIN.

N.-W. NEUFELD. — Influence d'un champ magnétique sur la vitesse d'écoulement dans un tube capillaire des liquides anisotropes. — P. 646-650.

Ces expériences ont été entreprises pour vérifier la théorie de Bosc. Ce savant, pour expliquer l'action d'un champ magnétique sur les propriétés optiques des liquides anisotropes, a supposé que les molécules de ces fluides se groupent en files dont la longueur est supérieure au diamètre du tube capillaire : le champ magnétique orienterait ces files de molécule ; dans ces conditions la viscosité du liquide devrait changer — l'expérience a montré qu'il n'en est rien. La théorie de Bosc doit donc être modifiée.

F. KRUGER. — Viscosité des liquides anisotropes. — P. 651-655.

Il n'est pas nécessaire, pour expliquer la variation de la viscosité des ces liquides avec la pression, de faire intervenir leur structure moléculaire.

Les phénomènes observés, soit sur ces fluides soit sur les émulsions, sont une conséquence naturelle de la variation de la viscosité avec la température observée pour tous les liquides par Sorkan.

KARL BERGWITZ. — **Déviation par un champ magnétique des rayons du rubidium. — P. 655-658.**

Henriot et Vavon ont montré que le rayonnement du potassium présente les propriétés des rayons β.

L'auteur s'est proposé de rechercher s'il en est de même pour celui du rubidium. Il a employé une méthode analogue à celle d'Henriot. Les seuls rayons, en effet, émis par le rubidium sont des rayons β, leur vitesse est de l'ordre de $1,85 \times 10^{10}$ cm/sec.

G.-H. LIVENS. — Absorption de la lumière par l'eau. — P. 660-661.

MM. Guy, Schaeffer et Jones ont montré récemment (*Phys. Zeit.*, XIV, 278; 1913) que certaines solutions absorbaient moins que l'eau pure. L'auteur montre que ce résultat est complètement d'accord avec la théorie de Lorentz. Mais, dans ce cas, l'addition du corps dissout doit, contrairement à ce qu'ont annoncé MM. Guy, Schaeffer et Jones, déplacer les bandes d'absorption vers le violet.

De nouvelles recherches approfondies, sont nécessaires pour pouvoir tirer de ces phénomènes des conclusions sur la constitution physique ou chimique des solutions.

P. JOB.

ZEITSCHRIFT FUR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXXXII; 1913.

JANECKE. — Les couples de sels réciproques et les mélanges ternaires de sels doubles. — P. 1-34.

Il s'agit de la suite de nombreux travaux expérimentaux sur le même sujet.

L'auteur commence par établir la relation qu'il y a entre la composition moléculaire et la composition en poids dans les couples de sels réciproques; puis il étudie les conditions d'équilibre entre liquides et solides en donnant dans chaque cas un exemple convenable.

Enfin, on étudie de la même façon les mélanges ternaires de la forme (M′M″M‴) (S′S″) ou bien (M′M″) (S′S″S‴).

D'ANS et SIEGLER. — Les isothermes 25° de solubilité des nitrates alcalino-terreux dans les mélanges d'eau et d'alcool. — P. 35-44.

Le nitrate de baryum ne forme aucune combinaison avec les deux dissolvants et sa solubilité augmente de façon continue avec la proportion d'eau.

Celui de strontium forme avec l'eau une combinaison $(AzO^3)^2Sr, H^2O$, stable au-dessous de 31°,3, l'isotherme 25° se compose de deux branches. Enfin celui de calcium donne une combinaison stable avec chacun des dissolvants et l'isotherme est formé de trois branches.

KORBER. — Les courbes de fusion des formes cristallines stables et instables. — P. 45-55.

Il s'agit de savoir si les deux courbes de fusion se rapportant l'une à la forme stable, l'autre à la forme supposée toujours instable, se coupent ou non. L'étude expérimentale de cinq substances a montré que, pour des pressions allant jusqu'à 3000 atmosphères, il n'y a pas intersection. Le parallélisme des courbes paraît montrer qu'elles ne se rencontrent pas même pour des pressions bien plus élevées.

SCHREINEMAKERS. — Les pressions partielles dans les mélanges ternaires. P. 56-58.

Considérons un liquide contenant x_1 molécules de A, y_1 de B et $1 - x_1 - y_1$ de C.

En désignant par ϖ_1, ϖ_2, ϖ_3, les pressions partielles des composants dans la vapeur en équilibre avec le liquide, il existe la relation :

$$x_1 d \log \varpi_1 + y_1 d \log \varpi_2 + (1 - x_1 - y_1) d \log \varpi_3 = 0.$$

SCHREINEMAKERS. — Le point quadruple et les triples-courbes dans les systèmes binaires. — P. 59-70.

Lorsque les deux composants d'un système binaire se partagent en quatre phases, il existe un seul point dit quadruple où ces phases

coexistent et par ce point passent quatre courbes le long desquelles trois phases sont en équilibre. L'auteur détermine par des considérations théoriques les positions relatives de ces courbes et donne quelques exemples justifiant ses prévisions.

JUST et KAUKO. — Recherches cinétiques sur la réduction des solutions de permanganate par l'oxyde de carbone. — P. 71-77.

La réaction se produit entre une molécule de permanganate et une molécule d'oxyde de carbone; le coefficient de température est positif et très grand, la vitesse de la réaction double quand on passe de 15 à 25°. Enfin, les actions simultanées de l'oxyde de carbone et de l'hydrogène sont sans influence mutuelle.

ODÉN et OHLON. — Le processus de la coagulation réversible. — P. 78-85.

Ce travail a été entrepris pour savoir si, pendant la coagulation réversible, le nombre des particules par unité de volume change, c'est-à-dire si le degré de dispersion se retrouve intact par redissolution du coagulum. Les expériences ont porté sur des hydrosols du soufre et de l'argent; le coagulant est le nitrate d'ammonium et il en résulte que le degré de dispersion n'est pas modifié; le processus est parfaitement réversible.

BATSCHINSKI. — L'association moléculaire des liquides. — P. 86-92.

La première partie de ce travail est une réponse à des critiques faites au sujet de la méthode de détermination du degré d'association, la seconde est une très courte addition aux résultats déjà publiés.

BOGELAN. — La méthode de calcul de la constante capillaire. — La règle de Eotvos-Ramsay. Le coefficient de compressibilité des liquides. — P. 93-108.

La constante capillaire déterminée par la mesure de l'ascension dans les tubes est donnée en principe par la formule $\gamma = \frac{1}{2} ghr (\rho - \sigma)$, où r est le rayon du tube, ρ et σ les densités du liquide et de la vapeur; mais,

pratiquement, on a une valeur suffisamment exacte en négligeant σ ; ces valeurs de γ satisfont bien à la formule qui donne la variation de l'énergie superficielle avec la température $\gamma v^{\frac{2}{3}} = A(t_K - t)$ dans le cas des liquides non associés.

Enfin, entre le coefficient d'élasticité des liquides, la pression interne et la tension de vapeur, existe la relation $E = P + p$.

ANDREA. — Une méthode de détermination de la densité des corps solides. P. 109-114.

JABLCZYNSKI. — La vitesse de formation des précipités. — P. 115-121.

Les expériences ont porté sur la formation des précipités de AgCl ou AgBr obtenus par le nitrate d'argent et les chlorures ou bromure d'ammonium.

Le temps au bout duquel le précipité est formé dépend de l'excès de l'un des deux réactifs par rapport à l'autre. Quand cet excès augmente, la vitesse de formation diminue d'abord, passe par un minimum, puis augmente régulièrement. La température a une grande influence et la vitesse est doublée par une élévation de 10 degrés ; enfin le bromure se forme bien plus lentement que le chlorure.

VON PESKOFF et MEYER. — L'étude des réactions secondaires. — P. 129-171.

Ce troisième travail se rapporte à l'hydrolyse des amides et des nitriles en présence des acides ou des bases minéraux. Il débute par des considérations théoriques qui conduisent à des formules générales valables pour toute réaction graduelle entre deux substances dont l'une renferme deux groupements non identiques.

Ces formules générales se simplifient dans quelques cas et concordent alors avec celles qui sont déjà connues.

Au point de vue expérimental, on a étudié la saponification de 6 monamides. Le rapport des vitesses de saponification par un acide et par une base est faible, environ 6 ; tandis que pour les éthers doubles, Meyer avait trouvé 3.500. De même les polyamides se rapprochent des amides simples et le rapport des vitesses vaut en moyenne 30.

Pour les nitriles, au contraire, l'action de l'acide est faible et le

rapport des vitesses a une très grande valeur. La transformation du nitrile en amide se fait avec une vitesse toujours bien plus grande que celle de l'amide en acide.

TAMMANN. — La théorie atomistique du polymorphisme. — P. 172-200.

Ce travail théorique est une suite des travaux du même auteur sur la cristallisation.

La Thermodynamique conduit à considérer deux cas de polymorphisme : ou bien les surfaces d'état des deux variétés ne se coupent pas pour des pressions et des températures auxquelles ces formes sont réalisables, ou bien au contraire, ces deux surfaces se coupent le long d'une courbe dont la projection sur le plan p, T est une courbe de transformation. On connaît de nombreux exemples de ces deux cas. D'autre part, l'expérience a montré que, à partir des liquides normaux, il ne cristallise que des formes pour lesquelles on ne connaît aucune courbe de transformation, tandis que pour les formes qui proviennent de liquides non associés, on a trouvé souvent sinon toujours, des courbes de transformation. La comparaison de ces deux résultats montre que, à partir d'un liquide normal, il ne se forme que des cristaux appartenant à un seul groupe thermodynamique, tandis que les liquides associés donnent des cristaux appartenant à plusieurs groupes.

En résumé, au point de vue atomistique, on est conduit à dire que les formes obtenues à partir d'un liquide normal sont construites avec une seule espèce de molécules qui se disposent suivant des réseaux différents, tandis que, dans le cas des liquides associés, la différence des formes cristallines tient à l'existence de molécules différentes et de leur disposition suivant différents réseaux.

RIVETT. — La dynamique de la transformation de la chloranilide acétique en parachloracétanilide en présence des acides. — P. 201-216.

C'est l'étude expérimentale de la transformation

$$C^6H^5 - NCl - COCH^3 \rightarrow Cl - C^6H^4 - NH - COCH^3$$

catalysée par HCl. Sa vitesse à 25° a été étudiée pour différentes concentrations du catalyseur. La constante des vitesses K et la concentration C de l'acide sont reliées par la formule $k = (1 - \alpha) C (A + B\alpha C)$,

où α désigne le degré de dissociation, $A = 0,05$, $B = 0,22$. On a étudié l'influence de la température entre 0 et 30°. Enfin, les solutions des acides oxalique, acétique, trichloracétique, sulfurique à 60° sont presque sans influence.

RUSS. — La courbe des tensions de vapeur du tétroxyde d'azote solide. P. 217-222.

Les résultats obtenus entre — 80° et — 15° concordent avec les déterminations récentes de Scheffer et Treub.

VAN LAAR. — A propos de la théorie de la pression osmotique. — P. 223-224.

Question de priorité.

ELISABETH RONA. — La vitesse de l'action mutuelle du brome et des alcools saturés monoatomiques en solution aqueuse. — P. 225-248.

Il s'agit de l'oxydation de quelques alcools par le brome en présence de l'eau. Les expériences ont porté sur trois alcools primaires (éthylique, propylique, butylique), deux alcools secondaires (isopropylique et isobutylique) et un alcool tertiaire, le triméthylcarbinol. Les vitesses des réactions sont très différentes suivant la constitution de l'alcool. Pour les alcools primaires l'addition de CH^2 multiplie la constante des vitesses par 1,5 environ, et pour les alcools secondaires par 2. Cette constante est 10 à 15 fois plus grande pour les alcools secondaires que pour les alcools primaires correspondants. Enfin, la place du groupement OH a aussi une grande influence, variable d'ailleurs d'un alcool à l'autre.

Pour l'alcool tertiaire, la constante des vitesses est très faible.

BIELECKI. — Le système périodique et les poids atomiques. — P. 249-252.

L'auteur indique quelques considérations sur l'existence de certaines périodes du système des poids atomiques; elles seront développées par la suite.

RIVETT. — Rectification. — P. 253-254.

SIEWERTS et BERGNER. — La solubilité du gaz sulfureux dans les alliages liquides du cuivre. — P. 257-270.

Dans ce travail expérimental, on a étudié la solubilité de SO^2 dans des alliages du cuivre avec l'or, l'argent, le platine, l'oxygène et le soufre. La solubilité varie en fonction de la température et de la pression de la même façon que pour le cuivre pur, elle augmente avec la température et il y a proportionnalité entre la quantité de SO^2 dissoute et la racine carrée de la pression.

Pour les alliages très oxygénés on semble se rapprocher de la loi de Henry. La présence de l'oxygène et du soufre diminue beaucoup plus que celle de l'or, le pouvoir dissolvant du cuivre. Le travail se termine par une explication qualitative des résultats précédents.

WALDEN et SWINNE. — Les coefficients de température de l'énergie superficielle moléculaire et de la cohésion moléculaire. — P. 271-313.

Au point de vue expérimental ce travail comprend des déterminations de densités et de tension superficielle par la méthode des ascensions entre 20° et 100°. A ces données sont jointes celles que l'on connaît déjà sur la cohésion spécifique, l'énergie superficielle moléculaire et leurs coefficients de température. Les valeurs particulièrement intéressantes de ces données sont relatives aux points de fusion et d'ébullition normaux.

De cet ensemble de nombres, il résulte que : 1° Pour huit de ces substances la valeur du coefficient de température de l'énergie superficielle moléculaire libre $\frac{dE_0}{dT}$ dépasse de beaucoup la valeur normale de Ramsay et Shields; elle va jusqu'à 3,32 au lieu de 2,20; 2° On peut en déduire l'influence de la substitution de Cl, Br, I à H, CH^3 ou autres radicaux, de S à O, de Si à C sur les coefficients de température de E_0 l'énergie libre superficielle moléculaire et de la cohésion moléculaire Ma^2 et on constate qu'ils ont tous deux le caractère additif. On peut les représenter par les formules empiriques

suivantes valables jusqu'à 100° :

$$\frac{\Delta Ma^2}{\Delta t} = -\left(0,00027\Sigma\sqrt{A} + 0,0103\right),$$

$$\frac{\Delta E_0}{\Delta t} = -\left(0,011\Sigma\sqrt{A} + 1,90\right);$$

$\Sigma\sqrt{A}$ désigne la somme des racines carrées des poids atomiques qui entrent dans la molécule considérée.

WEDEKIND et PASCHKE. — La cinétique des sels ammoniacaux. — P. 314-324.

Réponse aux critiques adressées aux auteurs par von Halban.

VON HALBAN et KIRSCH. — L'acide xanthogénique et la cinétique de sa destruction. — P. 325-360.

La destruction se produit suivant la formule

$$CS\begin{cases}OC^2H^5\\SH\end{cases} = CS^2 + C^2H^5OH$$

et les principaux résultats de cette étude expérimentale sont les suivants.

Dès que l'acide a été préparé à partir de son sel de potassium, il se détruit très rapidement, ce qui est dû à une autocatalyse par l'alcool résultant de la décomposition ; on rend l'acide très stable en le mélangeant intimement avec P^2O^5. On a étudié alors sa décomposition dans huit dissolvants. Le fait le plus remarquable, est que la vitesse de la réaction est augmentée dans un rapport considérable qui atteint un million ; on n'a trouvé aucune relation entre la vitesse de destruction et la constante diélectrique du dissolvant. Par contre, comme déjà dans bien des cas, la présence du groupement OH joue un rôle important qui est ici d'augmenter la vitesse. Quand la destruction est rapide, elle est sensiblement du premier ordre, sinon la constante des vitesses va en augmentant, ce qui est dû à l'alcool mis en liberté. En dehors de l'alcool et de ses homologues, quelques autres substances jouent le rôle de catalyseurs. La vitesse de la réaction dépend peu de la température. Enfin, contrairement à ce qui arrive pour les autres acides carbonés, celui-ci reste normal en dissolution dans la benzine et le sulfure de carbone.

LUTHER et NIKOLOPULOS. — Relations entre la constitution des sels des cobaltamines et leurs spectres d'absorption. — P. 361-378.

Les expériences ont porté sur la partie visible du spectre. On trouve que, dans les limites d'erreur, l'absorption lumineuse dépend seulement de la composition du complexe et non du métal et de l'acide.

Le remplacement de AzH^3 par AzO^3, H^2O, Cl, Br déplace les bandes d'absorption vers le rouge; la substitution de AzO^2 les déplace vêrs le violet. D'après la théorie électronique la stabilité chimique de combinaisons analogues est d'autant plus grande que les bandes d'absorption sont plus déplacées vers l'ultra-violet.

JURISCH. — La tension, la densité et la dilatation de la vapeur d'eau saturante. P. 385-402.

Discussion des formules empiriques reliant ces quantités à la température et indication de méthodes pratiques pour leur calcul.

BLOCK. — Les courbes de fusion de quelques substances. — P. 403-438.

Ce travail comprend trois parties bien distinctes. La première est destinée à vérifier cette proposition de Tammann que, à partir d'un liquide non associé, il ne se forme que des cristaux appartenant à un même groupe tandis que les liquides associés donnent naissance à des cristaux appartenant à plusieurs groupes. Les expériences ont porté sur dix composés organiques jusqu'à la pression de 3.200 kilogrammes; pour aucun on n'a trouvé deux variétés stables c'est-à-dire deux courbes de fusion se coupant dans les limites des expériences et de plus l'application de la formule d'Eötvos-Ramsay montre que ces corps sont normaux à l'état liquide. La deuxième partie est un nouvel essai d'une méthode de Tammann pour la détermination de la courbe de fusion en se servant des variations de volume quand on chauffe à pression constante. Les expériences ont porté sur le benzène et le sel de Glauber et les résultats sont aussi bons que par les autres méthodes. Enfin, la troisième partie cherche une relation entre les courbes de fusion de différentes substances, par analogie avec ce que l'on sait des courbes de tension de vapeur. La formule

suivante est bien vérifiée par l'expérience. Soient T_1 et T_2 les températures absolues de fusion de deux corps sous la même pression p ; T'_1 et T'_2 les mêmes données pour la pression p' ; on a :

$$\frac{T_2}{T_1} - \frac{T'_2}{T'_1} = c\,(T_1 - T'_1),$$

c étant une constante dont la valeur est sensiblement nulle pour des substances analogues.

KRAPIWIN. — La vitesse de la réaction entre les sels de sodium des acides monobromacétique et hyposulfureux. — P. 439-447.

Il s'agit d'un travail purement expérimental destiné à compléter un travail analogue exécuté au sujet de l'acide monochloracétique[1]. La constante des vitesses de la réaction dépend beaucoup des concentrations. Des additions équimoléculaires de NaBr, NaI, $NaAzO^3$, Na^2SO^4 produisent à peu près la même augmentation de vitesse; l'alcool l'augmente également.

JONES. — La grandeur de l'énergie superficielle des corps solides. — P. 448-456.

La valeur de l'énergie qui a son siège à la surface de séparation d'un solide et de sa solution saturée dépend de la variation de la solubilité avec la grosseur des particules solides en équilibre avec leur solution, et peut se calculer d'après cette donnée. La plupart des résultats connus sont inexacts. Seuls ceux qui se rapportent au gypse et au sulfate de baryum sont assez approchés, à savoir 1.050 et 1.300 ergs/centimètre carré.

CREDNER. — La variation de résistance électrique que l'on observe par traction et torsion des fils ou par échauffement de fils tirés ou tordus; recherches effectuées sur des fils d'or, argent, cuivre, nickel et fer. — P. 457-603.

Ce long travail expérimental a été poursuivi dans le but de savoir si la résistance électrique d'un métal ou d'un alliage pouvait renseigner sur sa constitution et dans quelle mesure.

1° Pour les fils d'or, d'argent et de cuivre, la traction à température constante fait baisser la résistance électrique d'autant plus vite que la température est plus élevée, puis cette résistance prend une

valeur constante. En recommençant les tractions, on obtient encore une diminution de la résistance, mais seulement si la température est inférieure à 300° ou 400° ; à des températures plus élevées des tractions répétées augmentent la résistance.

2° Pour un fil qui a subi la traction, et qu'on chauffe ensuite, la résistance baisse jusqu'à un minimum atteint vers 450° pour l'or, l'argent et le cuivre. Pour le nickel, la résistance atteint son minimum vers 550° et reste ensuite constante dans un intervalle de 300 degrés. Pour le fer, le minimum est atteint vers 600°, puis la résistance augmente à nouveau.

3° Une torsion ou un ploiement énergiques augmentent la résistance.

4° Tous ces résultats peuvent s'expliquer par des variations dans l'orientation des lamelles cristallines du métal.

Comme conclusion, des variations durables de la résistance se produisent seulement en même temps que des variations dans la structure cristalline du métal. On n'a aucune raison d'admettre que le travail du métal a créé une nouvelle phase.

FALK. — La variation de l'indice de réfraction avec la température. — P. 504-509.

Quand la température varie, la fraction $\frac{n^2-1}{n^2+a}\frac{1}{d}$ reste sensiblement constante, a ayant une valeur spéciale pour chaque corps, mais à peu près la même pour des corps analogues.

HALBAN. — La cinétique des sels ammoniacaux. — P. 510-512.

Suite de la discussion avec Wedekind et Paschke.

HOLT, EDGAR et FIRTH. — L'absorption de l'hydrogène par le palladium en lames. — P. 513-540.

Il résulte de ce travail expérimental que le palladium peut se montrer soit actif soit passif à l'égard de l'hydrogène, l'occlusion du gaz n'ayant lieu que pour certains états du métal. L'activité d'un échantillon du métal diminue avec le temps, mais on peut la lui redonner par échauffement, elle constitue probablement un état métastable

du palladium. L'hydrogène, absorbé d'abord par la surface, se diffuse ensuite vers l'intérieur avec une vitesse qui augmente quand la température s'élève, mais qui dépend de l'état du métal ; toutefois, le gaz n'arrive probablement pas à avoir une concentration uniforme dans le palladium.

JARVINEN. — L'attraction moléculaire. — P. 541-574.

La loi de la force attractive de deux molécules en fonction de leur distance est l'objet des recherches théoriques de l'auteur. Mais il se borne uniquement à des lois de la forme $\frac{K}{r^n}$ et les soumet à un seul critérium, relatif à la chaleur de vaporisation et à sa variation avec la température. De cette loi de force, on déduit le travail nécessaire pour éloigner une molécule à distance infinie des autres, c'est-à-dire la chaleur interne de vaporisation, et on compare les résultats du calcul avec l'expérience. Les cas où $n = 1$, $n = 2$, $n = 3$ et $n = 4$ sont nettement à rejeter ; les exposants 5 et 7 ne conduisent à de bons résultats qu'au moyen d'hypothèses supplémentaires pas très exactes ; la valeur la plus convenable est donc $n = 6$. Toutefois l'auteur admettrait volontiers une loi de la forme :

$$F = \frac{f}{r^2} + \frac{f}{r^3} + \frac{f}{r^1} + \cdots$$

l'un des facteurs étant prédominant dans certaines conditions.

JURISCH. — Influence de la dissociation sur la densité de la vapeur d'eau saturée. — P. 575-580.

Influence de la dissociation sur la dilatation de la vapeur saturée. — P. 581-586.

La densité de la vapeur d'eau saturée augmente d'abord jusqu'à 985°, puis diminue lentement sur un long intervalle de température et augmente ensuite à nouveau jusqu'à une valeur asymptotique. La dissociation en hydrogène et oxygène explique complètement et à elle seule ce phénomène. Il en est de même pour les variations du coefficient de dilatation qui passe par un maximum vers 1000°, puis diminue jusque vers 1170° et augmente ensuite asymptotiquement.

COHEN et KRONER. — Études physico-chimiques sur le tellure. — P. 587-611.

Ce premier travail des auteurs sur le tellure consiste surtout en un examen critique des travaux déjà parus. De même que le phosphore, le sélénium et le soufre, le tellure subit l'allotropie dynamique. L'équilibre entre les deux variétés subit aussi le déplacement par action de la température. Aussi, en dehors du poids atomique, les constantes données jusqu'ici pour le tellure sont à supprimer. Enfin, il semble que ces données anciennes puissent s'expliquer en partant du nouveau point de vue.

RICHARD LORENZ. — Contribution à la théorie des ions électrolytiques. P. 612-620.

Il s'agit dans ce court travail théorique de la conductibilité de l'eau pure.

La mobilité d'un ion peut être déterminée par la méthode de Kohlrausch, mais peut aussi se calculer d'après la théorie cinétique en utilisant des formules dues à Einstein et Reinganum et pour les ions K, Na, Cs, Rb, Ag, Tl, les résultats sont absolument concordants. Or il n'en est pas ainsi pour les ions de l'eau, et la valeur expérimentale u est, à toute température, bien plus grande que la valeur calculée u'; le rapport $\frac{u}{u'}$ diminue quand la température s'élève de 0° à 100° de 5,1 à 2,5 pour les ions H et de 3,4 à 1,9 pour les ions OH. Pour expliquer cette différence, Lorenz admet que quand un ion rencontre une molécule neutre, il s'y incorpore en même temps que de l'autre côté part un ion identique au premier. On peut ainsi corriger les valeurs de u', qui deviennent bien plus grandes et voisines des valeurs trouvées pour u. Toutefois la concordance n'est pas parfaite; il faudrait tenir compte de la durée de la réaction entre l'ion et la molécule neutre; cette seconde correction diminuerait les valeurs corrigées de u' qui sont en effet plus grandes que les valeurs de u.

BRONSTED. — Études sur l'affinité chimique. — P. 621-640

Dans ce huitième travail sur l'affinité chimique, il s'agit des trans-

formations cristallines des sels alcalins. L'auteur indique d'abord une nouvelle méthode de mesure et pour la comparer à la méthode électrométrique, il fait avec les deux des déterminations de l'affinité de tranformation entre chlorures, nitrates et chlorates de sodium et de potassium; les résultats sont parfaitement concordants. Enfin, dans toutes les réactions entre les combinaisons halogénées de ces deux métaux, ce sont toujours les deux atomes les plus légers ou les plus lourds qui s'unissent.

BECKMANN et LINDNER. — Les flammes colorées du bec Bunsen. — P. 641-656.

Ces études ont été faites soit en plaçant dans la flamme la solution d'un sel métallique soit en y projetant ce sel pulvérisé dans un centrifugeur. Dans le premier cas l'intensité de la coloration est dans certaines limites, à peu près proportionnelle à la racine carrée de la concentration de la solution. Dans le second cas, les résultats dépendent de la distance parcourue dans l'air par le sel pulvérisé entre le pulvérisateur et le brûleur. Tous les sels de sodium donnent à peu près la même intensité, celle des sels oxygénés étant un peu plus grande. Enfin la conductibilité de la flamme au sodium est beaucoup augmentée par addition de lithium; l'addition de sels de calcium et magnésium donne des résultats irréguliers.

SMITS. — La nouvelle théorie du phénomène de l'allotropie. — P. 657-664.

L'auteur se défend des critiques de Tammann dans un article précédent, et montre que sa théorie de l'allotropie donne également l'explication de ce fait expérimental que les liquides peu associés donnent des formes monotropes tandis que les liquides fortement associés peuvent donner des formes énantropes. La discussion paraît tenir à un malentendu.

FRY. — Quelques applications de la conception des électrons positifs et négatifs. — P. 665-687.

L'hypothèse de Fry sur la nature dynamique et électronique des valences chimiques date de deux ans et a déjà servi à classer un grand nombre de faits. Dans le présent travail, on commence par

établir les formules dynamiques des benzènes mono-chlorés, bromés et iodés et on montre qu'elles permettent de prévoir toutes les particularités présentées par leurs spectres d'absorption, soit en couche mince, soit en solution dans l'alcool.

BILTZ. — Les tensions des combinaisons ammoniaco-métalliques. — P. 688-694.

Deux articles précédents d'Ephraïm avaient annoncé que quand une telle combinaison se dissociait, elle donnait toujours naissance à la combinaison ayant une molécule d'ammoniac en moins, de sorte que toutes les amines existent à partir de l'hexamine. Or les mesures de Biltz sur les combinaisons ammoniacales du bromure de nickel montre que l'on passe de l'hexamine à la diamine.

HOENEN. — Les fonctions thermo-dynamiques des mélanges à composés réagissants. — P. 695-742.

Cette thèse inaugurale est un travail purement théorique dont les applications seront indiquées par la suite. L'auteur rappelle d'abord comment du second principe sous la forme : $\frac{dQ'}{T}$ est une différentielle exacte, on déduit la condition de l'équilibre chimique pour les états gazeux et liquides et passe en revue quelques extensions de cette équation d'équilibre. Puis vient la partie originale du travail. L'auteur définit trois fonctions thermo-dynamiques qui se rapportent aussi aux états où il n'y a pas équilibre et étudie leurs propriétés; puis la théorie est étendue à des mélanges de composition quelconque. Ces fonctions se ramènent aux fonctions que l'on considère habituellement quand il y a équilibre. Enfin, on indique comment les équilibres hétérogènes peuvent être déterminés par ces trois fonctions.

FINDLAY. — La vitesse de formation des précipités. — P. 743.

Question de priorité.

A. Sève.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES I, II ET III

DE LA 5e SÉRIE

Les titres des mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le volume; le second désigne la page.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES I, II ET III DE LA 5e SÉRIE.

Généralités. — Métrologie. — Mécanique et pesanteur.

Physique moléculaire.

— *Burton* et *Wiegang*. Effets de l'électricité sur les gouttes d'eau, II, 227. — *Fergusson*. Mesures photographiques sur des gouttes liquides, II, 400 ; Forme de la surface capillaire formée par le contact externe d'un liquide et d'un cylindre de grand rayon, III, 157 ; Figure théorique des larges gouttes et larges bulles, III, 508. — *Vermorel* et *Dantony*. Tension superficielle et pouvoir mouillant, II, 483. — *Boys*. Bulles de savon, II, 611. — *Christoff*. Absorption et tension superficielle, II, 695. — *Swinne*. Densité, tension superficielle et température, II, 695. — *Devaux*. Lames d'huile étendues sur l'eau, II, 699 ; fixation, 891.— *Pollock* Origine des petites bulles de mousse, II, 774. — *Grumnach*. Tension superficielle des mélanges d'alcool et d'eau, II, 856. — *Walden* et *Swinne*. Constantes capillaires des éthers liquides, II, 969; Coefficients de température de l'énergie superficielle moléculaire et cohésion moléculaire, III, 1022. — *Bakker*. Couche capillaire double, II, 973. —*Shorter*. Élasticité des membranes liquides, II, 1027. — *Kleeman*. Effet de la couche de transition d'un liquide sur sa tension superficielle, III, 154. — *Turner*. Complexité moléculaire à l'état liquide, III, 183. — *Vaillant*. Résistance des bulles dans un liquide, III, 234. — *Reboul*. Phénomènes capillaires au contact des solides et des gaz, III, 450. — *Jaubert de Beaujeu*. Ecoulement du mercure par des fils de cuivre étamé, III, 706. — *Boussinesq*. Equation de l'équilibre dynamique de la couche superficielle séparant un liquide d'un autre fluide, III, 827 ; Théorie des nappes liquides rétractiles de Savart, III, 830 ; Formule des énergies potentielles de superficie dans les liquides parfaits, III, 834. — *Schmidt*. Tension superficielle du mercure additionné de métaux, III, 861. — *Labrouste*. Visibilité de traces de substances étrangères déposées sur une surface d'eau pure, III, 828. — *Bogelan*. Calcul de la constante capillaire, III, 1018. — *Jones*. Grandeur de l'énergie superficielle des liquides, III, 1025.

Viscosité des liquides. — *Boselli*. Résistance au mouvement dans un fluide de petits corps non sphériques, I, 136. — *Lamb*. Mouvement uniforme d'une sphère dans un liquide visqueux, I, 154. — *Hadamard*. Id., I, 587. — *E. Bose* et *M. Bose*. Frottement interne de différents liquides en régime turbulent, I, 329. — *Karman*. Id., I, 425. — *Nagornou*, *Zemcuzni* et *Kurnakow*. Pression d'écoulement des mélanges isomorphes, I, 522. — *Bancelin*. Viscosité des solutions, I, 576. —*Drucker* et *Kassel*. Fluidité des mélanges binaires, I, 711. — *De Bothezat*. Amortissement des oscillations dans un fluide, I, 775. — *Koch*. Frottement extérieur des liquides, I, 780. — *Sorkau*. Frottement interne de quelques liquides organiques, I, 784. — *Mises*. Mesure de la fluidité, I, 960. — *Arnold*. Limites imposées à la loi de Stokes, I, 1027. — *Roy*. Viscosité dans le mouvement des membranes fluides, II, 54, 123 ; Ondes de choc dans le mouvement des membranes fluides, II, 316. — *Mercanton*. Frottement intérieur d'un liquide et température, II, 248. — *Pick*. Frottement interne de deux liquides cristallisés, II, 260. — *Dauzère*. Tourbillons cellulaires, II, 472, 760. — *Deslandes*. Remarque, II, 472. — *Porter*. Viscosité des liquides, II, 485. — *Boussinesq*. Résistance aux transformations d'un ellipsoïde dans un liquide visqueux, II, 576 ; Viscosité superficielle, III, 419 ; Application à la surface d'une goutte liquide, III, 422. — *Faust*. Frottement interne des mélanges liquides, II, 690. — *Cheneveau*. Viscosité des solutions, II, 752. — *Sorhaix*. Frottement de turbulence, II, 872. — *Cisotti*. Mouvement d'un solide dans un liquide visqueux, II, 914. — *Batchinski*. Viscosité des liquides, III, 79. — *Kruger*. Viscosité des liquides anisotropes, III, 1015.

Viscosité des gaz. — *Rankine*. Viscosité et poids atomique des gaz inertes I, 152. — *Reinganum*. Frottement intérieur des gaz, I, 869. — *Thomsen*. Frottement intérieur des mélanges gazeux, II, 73. — *Blasius*. Fonctions de courant pour les ailes et les pales des antennes, II, 240. — *Gyozo-Zemplen*. Frottement intérieur des gaz, II, 499. — *Gilchrist*. Mesure absolue du frottement intérieur de

Chaleur et Thermodynamique.

Burgess. Echelles de température, III, 275 ; Micropyromètre, III, 276. — *Henning*. Thermomètre à hydrogène et à résistance électrique entre 0° et — 193° C., III, 744, 930. — *Crafts*. Points fixes du thermomètre entre 100° à 400°, III, 986. — *Burgess*. Etat actuel de l'échelle de température, III, 989. — *Henning*. Thermomètre à hydrogène et à résistance entre 0° et — 193°, III, 1006.

Régulateurs de température. — *Birkeley* et *Burton*. Thermostat, I, 671. — *Grix*. Lames bimétalliques, I, 247. — *Esclangon* et *Parenty*. Régulateur thermique, II, 214. — *Livingston* et *Morgan*. Bain simple à température constante, II, 424. — *Esclangon*. Régulateur de température, II, 665.

Dilatation. — *Duclaux*. Dilatation et état physique de l'eau, I, 105. — *Guillaume*. Anomalie de la dilatation des aciers au nickel, I, 214, 578 ; Modification par les chauffes et le temps, I, 663 ; Dilatabilité du nickel commercial, II, 315. — *Hackspill*. Coefficient de dilatation des métaux alcalins, I, 217. — *Galeotti*. Recherches dilatométriques sur les hydrolyses, I, 344. — *Siglerschmidt*. Dilatation thermique des métaux, I, 783. — *Ostwald*. Coefficient de dilatation des liquides et température, II, 121. — *Scheel* et *Hense*. Dilatation du mercure, II, 399. — *Eumorfopoulos*. Dilatation du mercure et du quartz, II, 917. — *Lindeman*. Température et coefficient de dilatation, II, 415, 872. — *Bloch*. Dilatation des cristaux, II, 607. — *Davidts*. Dilatation des solutions aqueuses des sels, II, 693. — *Callendar*. Dilatation anisotrope d'un tube étiré de silice amorphe, II, 669. — *Smirnoff*. Dilatation des alliages d'Al et de Zn, II, 759. — *Davies*. Coefficient de dilatation des liquides et températures critiques, II, 917. — *Charpy* et *Cornu*. Transformation des alliages de fer et de silicium, III, 500. — *Braesco*. Cuisson des argiles, III, 833.

Densité des gaz et des vapeurs. — *Kling*. Influence des catalyseurs sur la détermination des densités de vapeurs, I, 310. — *Kleemann*. Relation entre la densité, la température et la pression des corps, I, 317. — *Lauriol*. Densité de gaz au moyen d'orifices étalons, I, 466. — *Menzies*. Densité de vapeurs de corps volatils, I, 524. — *Cardoso*. Densité au voisinage du point critique, I, 769. — *Ter Gazarian*. Densité du gaz hydrogène phosphoré, I, 872. — *Ph.-A. Guye*, *Kovacs* et *Wourtzel*. Poids du litre d'air atmosphérique à Genève, II, 573, 968. — *Leduc*. Densité de quelques gaz et vapeurs, II, 753. — *Wourtzel*. Densité du chlorure de nitrosyle, III, 442. — *Jaquerod* et *Tourpaian*. Poids du litre normal du chlore et du tétrafluorure de silicium, III, 442, 984. — *Ph.-A. Guye*. Correction à apporter aux déterminations de densité des gaz exécutées à Genève, III, 985. — *Jurisch*. Influence de la dissociation sur la densité de la vapeur d'eau saturée, III, 1024, 1027.

Changements d'état. — Fusion. — *La Rosa*. Fusion du carbone, I, 156, II, 77. — *Watts* et *Mendhall*. Id., I, 685. — *Jolibois*. Variétés allotropiques et point de fusion de l'arsenic, I, 591. — *Stoltzemberg*. Point de fusion des liquides cristallisés, I, 720. — *Forsythe*. Points de fusion du tantale et du tungstène, II, 126. — *Billon-Daguerre*. Fusion du quartz pur, II, 222. — *Smith* et *Carson*. Soufre amorphe, II, 261. — *Stein*. Relation entre la résistance électrique, la température de fusion et le volume atomique des métaux, II, 413. — *Kœnigsberger*. Continuité et reversibilité dans les changements d'état, II, 508. — *Schames*. Nature des changements d'état, II, 785. — *Le Chatelier* et *Cavaignac*. Fusibilité des corps gras naturels, III, 336. — *Hengade*. Points de fusion des métaux alcalins, III, 730. — *Tammann*. Courbes de fusion de quelques substances fondant à basse température, III, 771. — *Biron*. Point de fusion du bibromure d'éthylène, III, 778. — *Korber*. Courbes de fusion des formes cristallines stables ou instables, III, 1017. — *Bloch*. Courbes de fusion de quelques substances, III, 1024.

Physico-chimie.

ments, I, 720. — *Hartung*. Molécules dès sels dans le phénol, I, 720. — *Ter Gazarian*. Poids atomique du phosphore, I, 872. — *Hinrichs*. Poids atomiques des éléments dominants, I, 1018 ; Poids atomique de l'argent, II, 216 ; Erreurs systématiques dans la détermination des poids atomiques, II, 480. — *Le Chatelier*. Id., II, 750. — *Wourtzel*. Poids atomique de l'azote, II, 123 ; du Cl, II, 758 ; du Cl et Az, III. 982. — *De Coninck*. Poids moléculaire de la chaux, II, 126. — *Van Ginniken* et *Kruyt*. Théorie des éléments normaux, II, 421. — *Bary*. Valeur approchée du poids moléculaire du caoutchouc, II, 479. — *Pécheux*. Détermination de quelques poids atomiques, II, 573. — Rapport du Comité international des poids atomiques pour 1912, II, 609 ; pour 1913, III, 775. — *Lebeau*. Poids atomique de l'uranium, II, 752. — *Œschsner de Coninck*. Id., III, 133. — *Baume* et *Perrot*. Poids atomique du Cl, II, 764 ; III, 443. — *Gruneizen*. Théorie de l'état solide des éléments monoatomiques, II, 1043. — *Lœmmel*. Système naturel des éléments, II, 1044. — *Meyer*. Poids atomique du radium, III, 269. — *Ephraim*. Valences secondaires, III, 776. — *Giran*. Poids moléculaire de l'acide sulfurique, III, 908. — *Dambier*. Intervention du nombre π dans les relations entre les poids atomiques, III, 983. — *Ph.-A. Guye*. Id, III, 983 ; Coup d'œil rétrospectif sur les déterminations des poids atomiques, III, 984. — *Wilde*. Relations entre les poids atomiques, III, 1001. — *Bilecki*. Système périodique et poids atomiques, III, 1021.

Equilibre chimique. — *Kleemann*. Lois de l'attraction chimique entre les atomes, I, 141. — *Hirniak*. Réactions réciproques, I, 167. — *Boselli*. Vitesse de réaction dans les systèmes hétérogènes, I, 217, 222, 307. — *Urbain* et *Scal*. Systèmes monovariants qui admettent une phase gazeuse, I, 369 ; Systèmes monovariants qui admettent une phase gazeuse, II, 133. — *Trautz*. Coefficient de température des vitesses de réaction chimique, I, 519. — *Scheffer*. Equilibres hétérogènes, I, 521. — *Achalme*. Viscosité et actions diastasiques, I, 584. — *Just* et *Ranko*. Action de l'hydrogène sur les solutions de permanganate de potasse, I, 716. — *Stafford*. Equilibre de dissociation de $S^8 = 4S^2$, I, 720. — *Jouguet*. Points indifférents, I, 773. — *Bronsted*. Affinité chimique, I, 790, 1061. — *Grumell*. Vitesse de réaction et fluidité du milieu, I, 874. — *Taffanel* et *Dautriche*. Amorçage des explosifs, I, 1018. — *Taffanel* et *Le Floch*. Combustion de mélanges gazeux et retard à l'inflammation, III, 596 ; et température d'inflammation, III, 980. — *Taffanel* et *Dautriche*. Détonation de la dynamite n° 1, III, 134. — *Forissen*, *Siewretsz van Reesema*. Extinction des flammes, I, 1038. — *Milbauer*. Catalyse par le platine dans l'oxydation de l'hydrogène par l'acide sulfureux, I, 1062. — *Rimbach* et *Volk*. Mesures polarimétriques d'avidité sur des bases faibles en solution non aqueuse, I, 1062. — *Wigand*. Réaction lumineuse réversible du soufre, I, 1063. — *Dubrisay*. Equilibres chimiques en solution, II, 53, 221. — *Boselli*. Vitesses de réaction dans les systèmes hétérogènes, II, 131. — *Zenneck*. Décomposition du peroxyde d'azote par l'effluve, II, 155. — *Zenneck* et *Strasser*. Id., II, 157. — *Matignon*. Système sulfate de cadmium-gaz chlorhydrique, II, 317. — *Tammann*. Equilibre thermodynamique d'un système formé d'une seule substance, II, 407. — *Von Halban*. Cinétique des sels ammoniacaux, II, 419 ; III, 1026. — *Wedekind* et *Paschke*. Rép., III, 1023. — *Von Haban* et *Kirsch*. Acide xanthogénique et cinétique de sa destruction, III, 1023. — *Colson*. Nécessité de reviser l'action de masse, II, 573, 661. — *Le Chatelier*. Id., II, 576. — *Berthaud*. Id., II, 757. — *Ph.-A. Guye*, II, 751. — *Colson*. Dissociation sans changement de volume et loi d'action de masse, II, 577, 1013. — *Le Chatelier*. Id., II, 1013. — *Colson*. Discussion de la loi des masses, III, 30. — *Boselli*. Vitesse de réaction dans les systèmes hétérogènes, II, 602. — *Briner*. Vitesse de réaction entre corps gazeux, II, 603. — *Bronsted*. Affinité, II, 605. — *Timofejew*. Influence de la pression sur l'affinité, II, 606. — *Davis*. Influence stéréochimique, II, 607. — *Bain* et *Davis*. Id., 607. — *Lemoine*. Vitesse de décomposition de l'eau oxygénée sous l'in-

Acoustique.

1016, 1021 ; Vitesse et accélération des ondes de choc, II, 52. — *Umow.* Conditions de l'invariance de l'équation des ondes, II, 411. — *Zemplen.* Théorie des ondes de choc, II, 597. — *Raman.* Entretien d'oscillations forcées, II, 920. — *Duhem.* Problème des ondes sphériques, III, 668. — *Wilson.* Ondes planes du son, III, 995. — *Beth.* Oscillation autour d'une position d'équilibre quand une relation simple existe entre les fréquences des vibrations principales, III, 995.

Propagation. — *Neklepajev.* Absorption par l'air des ondes acoustiques courtes, I, 605. — *Crussard.* Propagation et altération des ondes de choc, III, 336. — *Bourlet.* Mesure des vibrations de solides en mouvement, III, 415. — *Aries.* Vitesse de propagation du son, III, 831, 903. — *Duhem.* Id., III, 903. — *Barkhausen.* Démonstration de la propagation des ondes, III, 1012.

Qualités du son. — *Schultze.* Théorie des sons de combinaison, I, 414. — *Schaeffer.* Id., I, 414. — *Hermann.* Id., II, 326. — *Waetzmann.* Id., I, 68, 418, 685. — *Peterson.* Id., III, 696. — *Schaefer.* Id., III, 932. — *Schaefers* et *Juretza.* Théorie des sons de combinaison dans les cordes et les membranes, III, 928. — *Waetzmann.* Sons différentiels d'ordre supérieur, I, 414. — *Thomson.* Analyse harmonique, I, 661. — *Robin.* Hauteur du son dans les alliages, I, 923 ; Variation de la hauteur et de la durée du son dans les aciers en fonction de la température, II, 298. — *Heindlofer.* Mesure absolue de l'intensité du son, II, 325.

Instruments. — *Ritz.* Vibrations transversales d'une plaque carrée, I, 66. — *Stephenson.* Entretien du mouvement périodique par solid-friction, I, 149. — *Lifchitz.* Reproduction sonore d'une courbe périodique, I, 223. — *Carpentier.* Tension-mètre de Larquier, I, 390. — *Ives.* Vibration d'une corde élastique dans un milieu visqueux, I, 593. — *Reinstein.* Vibration des membranes elliptiques, I, 604. — *Melchissédec* et *Frossard.* Théorie mécanique de quelques tuyaux sonores, I, 664. — *Berry.* Sur les ponts de pianos, I, 667. — *Blessing.* Sons des cloches d'église, I, 708. — *Boussinesq.* Vibration spontanée d'une barre, I, 774. — *Lord Rayleigh.* Calcul des figures de Chladni, I, 837. — *Hartmann-Kempf.* Loi de résonance des corps sonores accordés, I, 943. — *Size.* Résonance multiple des cloches, II, 219 ; des gongs et des tamtams chinois, II, 222 ; Vibration transversale des cordes, III, 499. — *Barton* et *Billy.* Courbes de vibrations simultanées des cordes et de l'air d'un violon, II, 665. — *Steven.* Composition de deux mouvements vibratoires simples montrés à l'aide d'une corde tendue, II, 667. — *Roberts.* Vibrations transversales d'une corde, II, 667. — *Taylor.* Emission de son par une source située sur l'axe d'un cylindre, II, 935. — *Hoppe.* Anches et tuyaux coniques, III, 68. — *Ward.* Vibrations transversales d'une tige de section droite variable, III, 162. — *Magunna.* Entretien mécanique des verges vibrantes, III, 504.

Acoustique physiologique. — *Leimbach.* Perception des sons brefs, II, 861. — *Fournier d'Albe.* Optophone, II, 963. — *Marage.* Action sur les centres auditifs de vibrations sonores complexes et intermittentes, III, 142. — *Cherroton* et *Vlès.* Cinématographie des cordes vocales, III, 419.

Optique.

Optique géométrique. — *Reiche.* Calcul d'un phénomène de réfraction au moyen du principe d'Huyghens, I, 156. — *Searle, Adlis* et *Dobson.* Détermination du rayon de courbure des surfaces, I, 230. — *Volkman.* Mesure des angles

I, 874. — *Hildicht*. Symétrie moléculaire et activité optique, I, 1064. — *Faucon*. Pouvoir rotatoire du camphre dans le tétrachlorure de carbone, II, 313. — *Ewell*. Polarisation rotatoire par torsion, II, 413. — *Tschugaieff* et *Ogorodnikoff*. Dispersion rotatoire, II, 695.

Propagation de la lumière. — *Gutton*. Vitesse de la lumière dans les milieux réfringents, I, 474; II, 196. — *Giuganino*. Action de la translation de la Terre, I, 585, 655. — *Sagnac*. Id., 655, 767. — *Rayleigh*. Aberration dans les milieux dispersifs, I, 668. — *Prokowsky*. Principe de Doppler, I, 694. — *Budde*. Id., I, 863. — *Einstein*. Influence de la gravitation sur la propagation de la lumière, I, 938. — *Becquerel*. Propagation de la lumière dans les corps fluorescents, I, 1021. — *Einstein*. Vitesse de la lumière, II, 502. — *Franck*. Id., II, 601. — *Féry*. Mesure de la vitesse de la lumière, II, 1015. — *Garbasso*. Propagation de la lumière dans les milieux stratifiés, III, 171. — *Forsterling*. Propagation de la lumière dans les milieux hétérogènes, III, 693. — *Michelson*. Effet sur la vitesse de la lumière de la réfléxion sur un miroir mobile, III, 740. — *De Sitter*. Preuve astronomique de la constance de la vitesse de la lumière, III, 866.

Étude des radiations.

Rayonnement en général. — *Schmidt*. Rayonnement de la flamme du bec Bunsen, I, 72. — *Humphreys*. Exposant de la formule du rayonnement de l'air sec, I, 76. — *Ladenburg*. Quotient du pouvoir émissif de l'hydrogène par le pouvoir absorbant, I, 164, 165. — *Born* et *Ladenburg*. Id., I, 335. — *Ladenburg*. Pouvoir émissif et pouvoir absorbant dans un gaz incandescent, III, 271. — *Fery* et *Drecq*. Constante de rayonnement, I, 306, 551. — *Mendenhall*. Pouvoir émissif des cavités en forme de coin, I, 340. — *Houllevigue*. Rayonnement des lampes à incandescence, I, 479. — *Schidlof*. Constante h de Planck, I, 603. — *Buisson* et *Fabry*. Intensité de diverses radiations d'un rayonnement complexe, I, 656; Rayonnement des lampes à vapeur de mercure, I, 662; Dépense d'énergie pour produire l'unité d'intensité lumineuse, I, 768. — *Prokowsky*. Loi du déplacement spectrophotométrique, I, 707; II, 154. — *Tswett*. Mécanisme du transport de l'énergie photosynthétique, I, 712. — *Baisch*. Loi de Wien-Planck, I, 848. — *Eichenwald*. Déplacement de l'énergie dans la réflexion totale, I, 857. — *Natanson*. Théorie statistique du rayonnement, I, 863. — *Peddier*. Répartition de l'énergie dans le cas des radiations, I, 928. — *Bauer*. Théorie du rayonnement, II, 124. — *Remélé*. Observation des radiations noires, II, 155. — *Vessatking*. La loi du cosinus dans l'étude des radiations, II, 230. — *Einstein*. Fondement thermodynamique de l'équivalent photochimique, II, 338, 673, 674. — *Stark*. Id., 502, 861. — *M. Laren*. Radiation intégrale, II, 488. — *Paschen*. Mesure absolue du rayonnement, II, 497. — *Kurlbaum* et *Valentiner*. Rep., III, 1005. — *Gerlach*. Mesure absolue du rayonnement total de la lampe Hefner, III, 1010. — *Meslin*. Théorème de Kirchoff, II, 557. — *Wood*. Réflexion, diffusion et absorption sélective par les molécules de gaz en résonance, II, 578. — *Franck*. Formule de Planck, II, 599. — *Benedicks*. Id., III, 594. — *Buckingham*. Loi du déplacement de Wien, II, 768. — *Valentiner*. Constante de Stéfan-Boltzmann, II, 952; III, 1005. — *Woigt*. La loi de Kirchoff ne s'applique pas à l'émission et à l'absorption par les corps hétérogènes, II, 955, 1051. — *Brillouin*. Théorie du rayonnement noir, III, 139, 234. — *Planck*. Id., III, 752. — *Voigt*. Emission et absorption par les corps formés de couches homogènes réparties d'une manière continue, III, 173. — *Nordmann*. Rendement lumineux du corps noir aux températures élevées, III, 338. — *Fery* et *Dreck*. Coefficient de la loi de Stefan, III, 380. — *Grotrian*. Action du rayonnement sur le

documents, I, 395; Action des encres sur les plaques photographiques, III, 135. — *Estanave*. Photographies à couleurs changeantes, I, 476. — *Chanoz*. Action de la lumière sur la plaque au gélatino-bromure, I, 656. — *Benoist*. Application de l'harmonica chimique à la chronophotographie, I, 662. — *Lumière* et *Seyewetz*. Développement après fixage, I, 663. — *Stenger*. Graduation des couches de gélatino-bromure, I, 708. — *Sichling*. Nature des photochlorures d'argent, I, 719. — *Baur*. Id., I, 719. — *Plotnikow*. Etudes photochimiques, I, 719. — *Reinders*. Étude sur les photoloïdes, I, 791, 1061. — *Leimbach*. Loi du noircissement par l'éclairement normal, I, 944. — *Reyleich*. Reproduction photographique. I, 1026. — *Plotnikow*. Études photochimiques, I, 1063. — *Reboul*. Impressions photographiques sur cuivre, II, 58. — *Eberhard*. Influence mutuelle des régions contiguës d'une plaque au bromure d'argent, II, 410. — *Stark*. Loi du noircissement pour l'éclairement normal, II, 77. — *Koch*. Noircissement d'une plaque photographique, II, 672. — *Rayleigh*. Films donnant des irisations, II, 1033. — *Buisson* et *Fabry*. Micropholomètre destiné à la mesure de l'opacité des plaques photographiques, III, 238. — *Neumann*. Id., III, 441. — *Lahy*. Orthophotographie, III, 502. — *Parenty*. Reconstitution de certains détails de tableaux anciens, III, 666. — *Goldhammer*. Spectro et polariphotométrie des radiations agissant sur les plaques photographiques, III, 757. — *Defregger*. Spectrophotométrie de l'ultraviolet, III, 854. — *Kron*. Loi du noircissement de quelques plaques photographiques, III, 858. — *Siegbahn*. Photographies spectrales, III, 933.

FLUORESCENCE. — PHOSPHORESCENCE. — *De Kowalski* et *de Dziersbicki*. Spectre de phosphorescence progressive, I, 134. — *De Broglie* et *Brizard*. Ionisation et luminescence du sulfate de quinine, I, 137. — *Becquerel*. Durée de la phosphorescence des sels d'uranyle, I, 303. — *Wood*. Destruction de la fluorescence de la vapeur de Br et d'I par d'autres gaz, I, 315, 316. — *Wood* et *Gall*. Fluorescence cathodique de la vapeur de sodium, I, 339. — *Pauli*. Phosphorescences ultra-violettes et infra-rouges, I, 411; II, 243; des combinaisons de sélénium, II, 785; Recherches photoélectriques sur les substances fluorescentes, III, 527. — *Brüninghaus*. Loi de Stokes, I, 583. — *Perot*. Luminescence de l'arc au mercure dans le vide, I, 609. — *Dunoyer*. Fluorescence des vapeurs des métaux alcalins, I, 771, 393. — *Goldstein*. Spectres de phosphorescence des substances aromatiques solides, I, 785; II, 869. — *Kaempf*. Absorption par fluorescence, I, 955. — *Ives* et *Zuckiesh*. Effet des radiations infra-rouges sur la phosphorescence du sulfure de zinc, I, 1032. — *Coblentz*. Couleur de la lumière émise par les insectes lumineux, I, 1054. — *De Kowalski*. Phosphorescence des combinaisons organiques à basse température, II, 152. — *Reichert*. Microscope fluorescent, II, 152. — *Dunoyer*. Fluorescence de la vapeur de sodium, II, 393. — *Vaillant*. Influence de la lumière et de la température sur la conductibilité d'un corps phosphorescent, II, 55, 395. — *Wigand*. Réaction lumineuse réversible du S, II, 426. — *Steubing*. Fluorescence de la lampe à mercure, II, 597. — *Bachem*. Recherches spectrales sur la phosphorescence, II, 784. — *Rohn*. Fluorescence de la fluorescéine sodée en solution, II, 853. — *Gelbke*. Couple de bandes de fluorescence à grande et à courte longueur d'onde, II, 869. — *Pringsheim*. Théorie de la luminiscence, III, 275. — *Wood*. Emprisonnement des radiations par réflexion totale II, 430. — *Yves* et *Luckies*. Phosphorescence des sulfures alcalins, III, 682. — *Ville* et *Derrien*. Catalyse biochimique d'une oxydation luminescente, III, 736. — *Kœnig* et *Elöd*. Luminosité de l'azote peu après le passage des décharges électriques, III, 758. — *Blanchetière*. Oxydation et luminescence, III, 832. — *Soderberg*. Absorption, dispersion et fluorescence de la lumière, III, 918. — *Stark*. Relations entre la fluorescence et l'ionisation, III, 919. — *Volmer* Id., III, 920. — *Pauli*. Id., III, 920. — *Stark*. Id., III, 920.

Stark et *Wendt*. Spectre de bandes du mercure, III, 1009; Moyens de séparer les raies du mercure λ 2536 et λ 2345,5 des bandes λ 2540 et λ 2346, III, 1010. — *Janicki*. Structure de la raie du mercure λ 5461, II, 858. — *Wiedmann*. Spectre d'arc du mercure, II, 856. — *Wood*. Dispersion sélective de la vapeur du mercure au voisinage de la raie d'absorption 2536, III, 427; Satellites des raies du mercure, III, 429. — *Bryon* et *Logie*. Constitution de la raie verte λ 5461, III, 849. — *O'Connor*. Spectre de l'arc de haute fréquence du magnésium, II, 236. — *Goldstein*. Spectre d'émission des combinaisons aromatiques, II, 341. — *Gibson*. Rayonnement monochromatique de la valeur du thallium, II, 412. — *Brotherus*. Recherches théoriques et expérimentales sur les raies D_1 et D_2, II, 588. — *Gouy*. Etude de la raie D, II, 659. — *Ivanow*. Émission des raies D par les différents composés du Na, II, 1054. — *Bruhl*. Spectrochimie de l'azote, II, 689, 696. — *De Gramont*. Raies du Cr, Mn, Fe, Ni, Co, II, 755. — *Hamy*. Arc au fer en courant alternatif, II, 913. — *Gale* et *Adams*. Spectre du fer et du titane sous des pressions modérées, II, 937. — *King*. Variation avec la température du spectre du fer dans le four électrique, III, 741; Apparition de raies renforcées du titane dans les spectres du four électrique, III, 738. — *Howson*. Spectre de bandes de l'aluminium, du cadmium et du zinc, III, 682. — *Stark*, *Fischer* et *Kirschbaum*. Spectre des atomions mono et divalents de l'hélium dans les rayons-canaux, III, 742. — *Goldstein*. Nouveau spectre paraissant appartenir à l'hélium, III, 1011. — *Zeeman*. La raie rouge du lithium, III, 865.

Moureu et *Lepape*. Méthode spectrophotométrique de dosage du krypton, I, 308. — *Pascal*. Contrôle optique des analyses magnéto-chimiques, I, 658. — *Stead*. Séparation des spectres dans les gaz composés, I, 1026. — *Bardet*. Etude spectrophotographique des eaux minérales françaises, III, 837. (Pour les spectres stellaires, voir p. 1140.)

Absorption de la lumière. — *Warburg* et *Leithauser*. Analyse des oxydes d'azote par leur spectre d'absorption, I, 65. — *Von Bahr*. Influence de la pression sur l'absorption des radiations infra-rouges par les gaz, I, 71; Influence des gaz étrangers, II, 150; Influence de la température, II, 585. — *Marc*. Absorption par les cristaux, I, 168; Absorption des solutions, I, 343. — *Ruff*. Transparence lumineuse des mélanges de plusieurs substances absorbantes, I, 343. — *Freederickz*. Dispersion et absorption du chrome et du manganèse, I, 413. — *Boussinesq*. Absorption dans les cristaux translucides, I, 555. — *Stephenson*. Absorption et dispersion, I, 838. — *Fuchtbauer*. Etude des raies d'absorption, I, 863. — *Evans* et *Antonoff*. Spectre d'absorption de la vapeur de sélénium, I, 1036. — *Evans*. Spectre d'absorption de la vapeur de tellure, III, 681. — *Pérot*. Raies d'absorption, II, 171. — *Walter*. Spectre d'absorption des substances phosphorescentes, II, 243. — *Kœnigsberger* et *Leithauser*. Absorption de la lumière par les solides et les vapeurs, II, 334. — *Jones*. Spectres d'absorption et théorie des solvants, II, 580. — *Zélinsky* et *Rosanof*. Spectres d'absorption ultra-violets des combinaisons nitrées, II, 687. — *Hantzch* et *Voigt*. Spectre d'absorption des combinaisons nitrées, II, 697. — *Erochin*. Dispersion et absorption du mercure et du zinc dans le spectre visible et ultra-violet, II, 858. — *Kœnigsberger*. Origine de l'absorption sélective dans les spectres de bande et striées, II, 941. — *Gans*. Courbe d'absorption des solutions colloïdales d'argent, III, 79. — *Burger* et *Kœnigsberger*. Propriétés électriques de quelques vapeurs présentant des bandes d'absorption, III, 80. — *Stark*. Rép., III, 758. — *Sivens*. Absorption de la lumière, III, 150. — *Fabry* et *Buisson*. Absorption de l'ultra-violet par l'ozone, III, 196. — *Massol* et *Faucon*. Absorption des radiations ultra-violettes par quelques matières colorantes organiques en dissolution aqueuse, III, 836, 906; Bandes d'absorption dans le spectre ultra-violet de quelques alcools anormaux de la série grasse, III, 908. — *Grebe* et *Holtz*. Origine et structure des

bandes ultra-violettes de la vapeur d'eau, III, 862. — *Hosnont*. Absorption de la lumière dans les sels minéraux, III, 865. — *Ladenburg* et *Reiche*. Absorption par les flammes colorées, III, 904. — *Dhéré* et *Ryncki*. Absorption des rayons visibles et ultra-violets par les pigments carotinoïdes, III, 981. — *Livens*. Absorption par l'eau, III, 1016. — *Luther* et *Nikopoulos*. Constitution des sels de cobaltamines et leurs spectres d'absorption, III, 1024.

Diffusion. — *Lasareff*. Décoloration des matières colorantes dans le spectre visible, II, 334 ; Influence de la pression, II, 687 ; Blanchiment du bleu de méthylène, II, 698. — *Gebhard*. Id., II, 698. — *Ulmow*. Étude spectropolariscopique de l'absorption et de la nature des matières colorantes, II, 956. — *Arons*. Chromascope, II, 1041. — *Hersheimer*. Diffusion de la lumière par les milieux troubles, II, 1056. — *Jentzsch*. Emission et diffusion par réflexion, III, 166. — *Féry* et *Drecq*. Pouvoir diffusif du noir de platine, III, 128. — *Nutting*. Absorption de la lumière dans un milieu hétérogène, III, 846. — *Mandelstam*. Rugosité des surfaces libres de liquides, III, 921.

Mesure de longueurs d'onde. — *Stiles*. Longueurs d'onde des raies du spectre d'arc et d'étincelle du mercure, I, 78. — *Astrophysical Journal*. Etalons secondaires de longueur d'onde, I, 340. — *Fabry* et *Buisson*. Id., III, 613. — *Pérot* et *Limdstedt*. Longueur d'onde de la raie solaire b_1, I, 575. — *Paschen*. Pression des mesures de longueurs d'onde des raies infra-rouges, I, 946. — *Eversheim*. Longueurs d'onde dans le spectre du fer, II, 140. — *Buisson* et *Fabry*. Id., II, 501. — *Pérot*. Longueur d'onde de la raie D solaire, II, 218. — *Goos*. Longueur d'onde étalon dans le spectre de l'arc du fer, II, 943. — *Perot*. Longueurs d'onde solaire et mouvements d'électron, II, 975. — *Buisson* et *Fabry*. Longueurs d'onde des raies du krypton, III, 419. — *Burns*. Mesures interférentielles de longueurs d'onde dans le spectre du fer, III, 457, 598. — *Goos*. Id., III, 737. — *Kroch*. Mesure de différences de longueurs d'onde, III, 612. — *St-John* et *Ware*. Etalons tertiaires déterminés avec un réseau plan, III, 678.

Électricité.

Électrostatique. — *Langevin*. Phénomènes fondamentaux de l'électro-statique, I, 460. — *Villard* et *Abrahàm*. Grande machine électrostatique, I, 655. — *Mallik*. Lignes de force dues à des charges statiques données, I, 834. — *Riecke*. Théorie moléculaire de la piezoèlectricité, II, 516. — *Guillet* et *Auber*. Force entre deux conducteurs électrisés, II, 750, 1012. — *Hommelsdorf*. Machines électriques condensateurs, III, 248. — *Bloch*. Principe d'un moteur électrostatique, III, 669.

Diélectriques. — *Rohmann*. Constantes diélectriques des gaz, I, 510. — *Schiller*. Constante diélectrique du caoutchouc, I, 854. — *Ortvày*. Constante diélectrique de quelques liquides, I, 940. — *Lowy*. Constante diélectrique et conductibilité des roches, I, 941. — *Carvallo*. Conductibilité de l'éther pur, II, 55 ; III, 598. — *Vérain*. Constante diélectrique du CO^2 au voisinage du point critique, II, 219 — *Adams*. Electrostriction, II, 65. — *Décombe*. Chaleur de Siemens, II, 125; Théorie des diélectriques, II, 181, 215. — *Debye*. Théorie cinétique des isolants, II, 419. — *Adams* et *Heaps*. Variation de la constante diélectrique par tension, II, 1027. — *Gruncisen* et *Giebe*. Constante diélectrique des solides, II, 1048. — *Bouty*. Constante diélectrique d'un gaz rare, III, 125. — *Parker*. Propriétés des fibres vulcanisées, III, 242. — *Ambrom*. Conductibilité électrique du verre et du cristal de roche, III, 273. — *Wagner*. Théorie des diélectriques imparfaits, III, 605. —

Schreiber. Phénomènes de réactivité diélectrique, III, 859. — *Swann*. Conductibilité anormale dans un diélectrique solide, III, 997. — *Occhialini* et *Bodareu*. Constante diélectrique de l'air jusque vers 350 atmosphères, III, 1008.

Condensateurs. — *Leduc*. Application du principe de Lair aux condensateurs, I, 219. — *Anderson* et *Keane*. Théorie et mesure des décharges résiduelles, II, 932. — *Brentano*. Charge résiduelle de la bouteille de Leyde, II, 961. — *Guillet* et *Aubert*. Caractéristique des condensateurs à armatures sphériques à l'aide des fonctions électrosphériques, III, 713, 907.

Conductibilité. — *Broniewski*. Propriétés électriques des alliages d'Al et de Mg, I, 134. — *Pelabon*. Résistivité des séléniures d'antimoine, I, 481. — *Corbino*. Variation périodique de résistance des fils métalliques fins rendus incandescents par du courant alternatif, I, 514. — *Pécheux*. Résistivité du tantale, II, 55. — *Boudouard*. Résistivité électrique des aciers spéciaux, II, 125. — *Ries*. Conductibilité du sélénium et de l'antimonite, II, 138. — *Ledoux*. Propriétés électriques des alliages Cu-Sn, II, 663; III, 129. — *Luigi-Norsa*. Id., II, 758. — *Geipel*. Effets de passage d'un courant alternatif dans des fils de bismuth, antimoine et tellure, II, 670. — *Portevin*. Effet de la trempe sur la résistance des bronzes et laitons, II, 764. — *Kost*. Résistances électriques élevées, II, 867. — *Pirani*. Résistance spécifique du tungstène, II, 1050. — *Collet*. Conductibilité électrique du tellure, III, 418. — *Röntgen*. Conductibilité électrique de quelques cristaux, III, 921. — *Credner*. Variation de résistance par traction et torsion des fils, III, 1025.
Streintz et *Wellick*. Résistance électrique entre un cristal et un corps métallique, I, 1047. — *Wesely*. Id., III, 272. — *Streintz* et *Wesely*. Résistance entre deux plaques métalliques en contact, III, 867.

Thermo-électricité. — *Jordan*. Effet Peltier, I, 399. — *Kruger*. Théorie électronique de la thermo-électricité, I, 517. — *Bædeker*. Id., I, 600. — *Kœnigsberger* et *Weiss*. Effets thermo-électriques, I, 598. — *Bernouilli*. Théorie électronique des cristaux mixtes métalliques, I, 604. — *Van Aubel*. Effet thermo-magnétique dans le graphite, I, 832. — *Broniewski* et *Hackspill*. Propriétés électriques des métaux alcalins, du rhodium et de l'iridium, I, 1017. — *Cermak* et *Schmidt*. Forces thermoélectriques au passage de l'état solide à l'état liquide, I, 1044. — *Altenkirsh*. Production électrothermique réversible de refroidissement et d'échauffement électrique, I, 1055. — *Pécheux*. Thermoélectricité du tantale, II, 55. — *Bernouilli*. Phénomènes thermoélectriques sur le corps d'Einstein, II, 148. — *Richardson*. Théorie des forces électromotrices de contact et thermoélectricité, II, 232. — *Ledoux*. Propriétés électriques des alliages Cu-Sn, II, 663. — *Luigi Norsa*. Id., II, 758. — *Bohr*. Théorie électronique des phénomènes thermo-électriques, II, 666. — *Siegel*. Influence de la pression sur la position des métaux liquides dans la série des tensions thermoélectriques, II, 780. — *Meslin*. Couples thermo-électriques, II, 1018. — *Dupuy* et *Portevin*. Propriétés thermoélectriques du système fer-nickel-chrome, III, 60. — *Broniewski*. Thermoélectricité des aciers, III, 735. — *Fischer*, *Lepsius* et *Baerwind*. Position du silicium dans la série des tensions thermo-électriques, III, 989. — *Kœnigsberger*. Pouvoir thermoélectrique du silicium, III, 939. — *Horig*. Force électromotrice aux chutes de température d'un métal, III, 939.

Électrochimie. — *Sebor*. La loi de dilution d'Ostwald, I, 168. — *Heydweiler*. Tension superficielle et conductivité des solutions salines, I, 254. — *Bain* et *Taylor*. Solutions de savons, I, 521. — *Jellinek*. Conductibilité et dissociation de l'hydrosulfite de soude, I, 523. — *Sutherland*. Electrolytes faibles et théorie des solutions, I, 833. — *Lussana*. Influence de la pression et de la température, I, 712,

Forces électromotrices de contact. — *Szivessy.* Effet Volta chez les cristaux, I, 949. — *Guyot.* Différence de potentiel de contact entre un métal et des solutions électrolytiques, II, 1020, III, 232. — *Richardson.* Force électromotrice de contact et thermoélectricité, II, 232. — *Grumbach.* Absorption et électrisation de contact, II, 283, 385. — *Ellis.* Emulsions d'huiles, II, 606. — *Girard.* Charge électrique des globules rouges du sang chaud, II, 756. — *Anderson* et *Morrisson.* Différence de potentiel de contact et action de la lumière ultra-violette, II, 831.— *Shaw.* Couches électriques dans les différences de potentiel de contact entre métaux, III, 247.

Electro-Capillarité. — *Riéty.* Force électromotrice produite par écoulement d'électrolytes dans des tubes capillaires, I, 575; II, 480; III, 504. — *Oettinger,* II, 418. — *Chapman.* Electro-capillarité, III, 507.

Piles. — *Michaud.* Piles de gravitation, I, 123. — *Ginnecken.* Sulfate mercureux comme dépolarisant dans l'élément Weston-Clark, I, 168. — *Pelabon.* Piles à séléniures, II, 572. — *Pollitzer.* Thermodynamique de l'élément Clark, II, 607. — *Fischer* et *Lesius.* Elément à matière combustible, II, 964.

Magnétisme. — Électromagnétisme.

Ferromagnétisme. — *Pierre Weiss.* Propriété de la molécule magnétique, I, 134; Grandeur du magnéton, I, 222, 309; Rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires, I, 900, 965; II, 147; Pièces polaires en ferro-cobalt, III, 733. — *Weiss* et *Foex.* Aimantation des corps ferromagnétiques, I, 274; au-dessus du point de Curie, I, 744, 805. — *Weiss* et *Bloch.* Aimantation du nickel, du cobalt et de leurs alliages, I, 1022. — *Gay* et *Ross.* Essais magnétiques, I, 160. — *Grotrian.* Cylindre de fer dans un champ magnétique uniforme, I, 162; II, 78. — *Gumlich* et *Rogowski.* Perméabilité du fer dans les champs très faibles, I, 234. — *Richarz.* Magnétisme des alliages, I, 243. — *Leduc.* Travail d'aimantation, I, 480. — *Kaufmann* et *Meier.* Propriétés du fer électrolytique, I, 706. — *Ganz.* Id., 956. — *Steiner.* Pertes par hystérésis dans les bronzes ferromagnétiques, I, 781. — *Ganz.* Propriétés magnétiques du fer déposé électrolytiquement dans un champ magnétique, I, 1050; Equation de la couche de susceptibilité réversible, I, 1053. — *Zahn.* Effet magnétique pelliculaire dans des disques soumis à des champs à haute fréquence, II, 237. — *Vallauri.* Anisotropie magnétique du fer, II, 409; Théorie de l'hystérésis des substances ferromagnétiques de Weiss, III, 179. — *Madelung.* Représentation analytique des courbes de magnétisme, II, 517. — *Kunz.* Théorie de Weiss relative à l'hystérésis, II, 678. — *Gray.* Propriétés magnétiques d'alliages Ni-Mn, II, 849. — *Ashworth.* Coefficients magnétiques de température, II, 915. — *Heusler* et *Take.* Valeur des alliages de Heusler, II, 1050. — *Guillet.* Coefficients d'aimantation, III, 324. — *Arkadiew.* Disparition des propriétés magnétiques pour les oscillations électriques de courte longueur d'onde, III, 935. — *Lonsdale.* Propriétés magnétiques de l'acier au vanadium, III, 936.

Corps peu magnétiques ou diamagnétiques. — *Roop.* Perméabilité magnétique des gaz, I, 242. — *Feytis.* Magnétisme de sels complexes, I, 311; Étude magnétique du rôle de l'eau dans la constitution des hydrates, I, 924; Propriétés magnétiques de quelques hydrates solides de cuivre et de chrome, III, 417. — *Wyrouboff.* Id., III, 417. — *Pascal.* Recherches magnétochimiques sur la structure atomique des halogènes, I, 392. — *Henriot* et *Raoult.* Coefficient d'aimantation de l'or, I,

Mesures.

Électrotechnique. Applications.

Électro-optique.

Décharges électriques.

Radioactivité.

activité des sources, III, 62. — *Knoche*. Activité induite et conductibilité dans la Cordillière de Las Condos, III, 699. — *Heimann* et *Marckwald*. Teneur en radium des pechblendes, III, 763. — *Gérard* et *Chauvin*. Radioactivité des eaux de Spa, III, 905. — *Mac Lennan* et *Mac Leod*. Mesure de la radiation pénétrante terrestre au moyen de l'électromètre de Wulf, III, 998.

Études des corps radioactifs. — Généralités. — Radium. — *Poole*. Quantité de chaleur dégagée par la pechblende, I, 145. — *Mitchell*. Rapport des masses des substances radioactives en équilibre, I, 149. — *Fayans* et *Makower*. Radium C_2, I, 512. — *Fayans*. Complexité du radium C, I, 512. — *Gockel*. Mesure en ballon du rayon pénétrant, I, 710. — *Lennan* et *Macallum*. Intensité des radiations pénétrantes émises par la Terre, I, 930. — *Moseley* et *Fayans*. Produits radioactifs à courte vie, I, 937. — *Jorissen* et *Wondsta*. Action du radium sur les colloïdes, I, 1059. — *Vessot-King*. Problèmes d'absorption en radioactivité, II, 230. — *Fayans* et *Malkower*. Transformation du radium B en radium C, II, 231. — *Kohlraush* et *Schweidler*. Oscillations de transformation, II, 244. — *Meyer*. Id., II, 247. — *Campbell*. Id., II, 247. — *Schweidler*, III, 269. — *Svedberg*. Id., III, 756. — *Svinne*. Relations entre les éléments radioactifs, II, 245; III, 359. — *Schmidt* et *Nick*. Solutions étendues de sels de radium, II, 323. — *Veszelsky*. Mesure de la radioactivité, II, 323. — *Thirring*. Absorption intérieure, II, 417. — *Mache* et *Meyer*. Etalon du radium, II, 516. — *Mme Curie*. Les mesures en radioactivité et l'étalon du radium, II, 795. — *Marckwald*. Etalon international du radium, II, 965. — *Von Schweidler*. Rayonnement d'une sphère remplie de matière radioactive, II, 517. — *Wellich* et *Bronson*. Distribution du dépôt actif du radium dans un champ électrique, II, 581. — *Wellich*. Id., II, 58, 911. — *Holn*, *Meyer*, *Schweidler*. Commission internationale de l'uranium, II, 686. — *Russel*. Volatilisation du radium, C, II, 775. — *Schrader*. Combinaisons chimiques des éléments radioactifs à courte durée, II, 850. — *Mac Lennan*. Intensité de la radiation pénétrante, II, 920. — *Fayans*. Bifurcation de la série des produits de désagrégation du radium, II, 964. — *Costanzo*. Occlusion des produits du radium, III, 140. — *Bergwitz*. Déviation par un champ magnétique des rayons du rubidium, III, 1016.

Poids atomiques. — *Van den Broek*. Place des éléments radioactifs, I, 698; III, 267. — *Von Hevesy*. Valeur des éléments radioactifs, III, 267. — *Meyer*. Poids atomique du radium, III, 269.

Electro-chimie. — *Von Hevisy*. Electrochimie des corps radioactifs, II, 494, 870. — *Herzfeld*. Electrochimie des corps radioactifs, III, 263. — *Fayans*. Transformations radioactives et caractère électrochimique, III, 358.

Rayons α. — *Snow*. Variation de la distribution des particules α, I, 671. — *Danyz* et *Duane*. Charges transportées par les rayons α et β, II, 845. — *Geiger* et *Muttall*. Portée des particules α, I, 935; Emission de particules α par l'uranium, II, 399. — *Wilson*. Portée des particules α, II, 665. — *Herzfeld*, II, 791. — *Bunstead*. Emission d'électrons par les métaux sous l'influence des rayons α, II, 64. — *Bunstead* et *Gougan*. Id., II, 932. — *Reinganum*. Diffusion et effet photographique des rayons α, II, 155. — *Mardsen* et *Barratt*. Particules α émises par le dépôt actif du thorium et de l'actinium, II, 322. — *Darwin*. Absorption et dispersion des rayons α, II, 764. — *Geiger* et *Nuttal*. Particules α émises par le thorium et l'actinium, II, 934. — *Geiger* et *Rutherford*. Enregistrement photographique des particules α, II, 936. — *Nardsen* et *Richardson*. Diminution des particules α dans les métaux, III, 165. — *Duane* et *Scheur*. Décomposition de l'eau par les rayons α, III, 241. — *Svinne*. Relation entre les éléments émettant un rayonnement α, III, 359. — *Geiger* et *Mardsen*. Loi de la dispersion des parti-

Titow. Dosage de l'émanation du radium, I, 700. — *Herschfinkel*. Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium, I, 768. — *Ramsay*. Id., I, 768. — *Leslie*. Poids moléculaire de l'émanation du thorium, I, 771. — *Antonoff*. Désintégration de l'uranium, I, 844. — *Boltwood* et *Rutherford*. Production d'hélium par le radium, I, 932. — *Rutherford* et *Geiger*. Transformation et nomenclature des émanations, I, 936. — *Bogle*. Solubilité de l'émanation du radium, II, 60. — *Von Hevesy*. Id., II, 157. — *Mesernitsky*. Décomposition de l'acide urique par l'émanation du radium, II, 317. — *Greinacher*. Quantité d'émanation contenue dans les eaux de source, II, 517. — *Bernett*. Id., II, 963. — *Knoche*. Emanation de l'eau de mer, II, 593. — *Mac Lennan*. Diffusion de l'émanation de l'actinium, II, 929. — *Smyth*. Emanation du radium diffusée dans l'atmosphère, II, 934. — *Leslie*. Comparaison des coefficients de diffusion du thorium et de l'actinium, II, 934. — *Bergwitz*. Collecteur à ionium, I, 248. — *Meitner*. Préparation des produits de désagrégation, II, 156, 686. — *Hahn* et *Meitner*, II, 516. — *Rutherford* et *Robinson*. Effets calorifiques du radium et de son émanation, III, 243. — *Hammer*. Fontactoscope, II, 963. — *Hammer* et *Vohsen*. Emploi du fontactoscope pour la détermination de la teneur en émanation des eaux de source, III, 764.

Applications. — *Dominici* et *Laborde*. Injections de sels de radium, III, 424.

Ionisation.

Ionisation en général. — *Campbell*. Détermination des capacités dans les mesures d'ionisation, I, 147. — *Righi*. Action ionisante probable du champ magnétique, I, 216; Rotations produites dans l'air ionisé par le champ magnétique, II, 223; Rotations ionomagnétiques, III, 126. — *Millikan*. Mesure précise de la charge d'un ion isolé, I, 251. — *Przibram*. Charge des fumées de phosphore et des particules d'un brouillard, I, 252; Charge des particules solides en suspension, II, 338; Mobilité des ions dans les mélanges de gaz, II, 789. — *Regener*. Charge des particules, I, 253. — *Schunemann*. Etat électrique de l'air dans les cavernes et les caves, I, 253. — *Greinacher*. Récipients d'ionisation, I, 336. — *Clo*. Effet de la température, I, 342. — *De Broglie* et *Brizard*. Ions produits dans l'air par le sulfate de quinine en voie d'hydratation, I, 391. — *De Broglie*. Distribution de l'ionisation dans un gaz, I, 481. — *Fuchtbauer*. Conductibilité de la vapeur saturée d'un métal alcalin, I, 416. — *Moreau*. Ionisation des vapeurs salines par un rayonnement corpusculaire, I, 477, 585. — *Blanc*. Ionisation par le phosphore, I, 477. — *Schmidt*, Id., III, 361. — *Millikan* et *Fletcher*. Valence dans l'ionisation gazeuse, I, 595. — *Townsend*. Charge des ions gazeux, I, 672; Conduction des gaz, I, 1025. — *Townsend* et *Lodge*. Conductibilité des gaz, I, 933. — *Schmidt*. Conductibilité électrique des vapeurs salines, I, 686. — *Szivessy* et *Schafer*. Augmentation de conductibilité des diélectriques sous l'influence de la lumière ultra-violette, I, 690. — *Fredenhagen*. Emission d'électrons négatifs par le potassium et le sodium, I, 695. — *Reinganum*. Mobilité des ions dans les gaz, I, 706, 789. — *Chassy*. Conductibilité des gaz à la pression atmosphérique, I, 737. — *Besson*. Dissymétrie des ions positifs et négatifs relatifs à la vapeur d'eau, I, 768; II, 1012. — *Duane*. Masse des ions gazeux, I, 772. — *Rother*. Passage de l'électricité entre des conducteurs très rapprochés, 789. — *Franck* et *Westphal*. Valence dans l'ionisation des gaz, I, 931. — *Glasson*. Variation du pouvoir ionisant avec la vitesse des rayons cathodiques, I, 933. — *Seeliger*. Ionisation par les rayons-canaux, I, 956. — *Berndt*. Ionisation sur l'océan Atlantique, I, 958. — *Becker*. Porteurs d'électricité dans les gaz, I, 1041. — *Haber* et *Just*. Emission d'un rayonnement électrique dans les réactions chimiques, I, 1041. — *Kleemann*. Nature et vitesse d'un ion dans un gaz, I, 1049. — *Dember*. Effet ionisant des

couches métalliques minces, III, 917. — *Dima*. Influence de la valence du métal, III, 504. — *Pauli*. Recherches photoélectriques sur les substances fluorescentes, III, 527. — *Max Wolmer*. Phénomènes photoélectriques sur l'anthracène, III, 527. — *Carvallo*. Phénomène photoélectrique présenté par l'anhydride sulfureux liquéfié, III, 728. — *Thirring*. Charge spontanée des cellules photoélectriques dans l'obscurité et relation avec le rayonnement actif du potassium, III, 762. — *Debye* et *Sommerfeld*. Théorie de l'effet photoélectrique au point de vue du quantum d'action, III, 931.

Météorologie et Physique cosmique.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Guilbert*. Tempête du 13 mars 1911, I, 389. — *Hubert*. Pluies et orages au Soudan, I, 658. — *Bornstein*. Variation diurne de la pression de l'air dans le sol, I, 870. — *Mantz* et *Lainé*. Proportion de CO^2 dans l'air des rayons antarctiques, II, 54.— *Angot*. Moyenne de la nébulosité à l'époque de la prochaine éclipse totale du soleil, II, 122. — *Loisel*. Distribution de la chaleur solaire, II, 126. — *Bergwitz*. Mesures actinométriques en ballon, II, 163. — *Ludewig*. Mesure des courants verticaux de l'air, II, 169. — *Perrotin*. Représentation de la température en fonction de la nébulosité, II, 475. — *Vallot*. La grêle et le givre au mont Blanc, II, 578. — *Guillaume*. Mouvements verticaux de la tour Eiffel, II, 662. — *Blanc*. Variation brusque de température et respiration des plantes, II, 663. — *Hubert*. Courants aériens en Afrique occidentale, II, 913. — *Darwin*. Effet du mouvement diurne sur la haute atmosphère, II, 918. — *Knibbs*. Analyse mathématique de quelques expériences de physiologie climatérique, II, 928. — *Joule*. Détermination de la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère par la spectroscopie, II, 941. — *Guye*, *Kowacs* et *Wourtzel*. Densité de l'air atmosphérique à Genève, II, 968. — *Maurice*. Résultats donnés par les ballons-sonde au nord du cercle polaire, III, 340. — *Eginitis*. Trouble du ciel et affaiblissement du rayonnement solaire en 1912, III, 414. — *Durand-Gréville*. Loi des crochets barométriques de Grams, III, 496. — *Budig*. Mesure de poussières dans l'atmosphère libre, III, 861. — *Giraud*. Mesure de l'humidité de l'air par le réfractomètre, III, 900. — *Angstrom*. Rayonnement nocturne, III, 912. — *Fowle*. La vapeur d'eau au sommet du mont Vilson, III, 913.

Arnaud. Formule pour le nivellement barométrique, II, 575. — *Besson*. Elément périodique des variations du baromètre, III, 136. — *Berget*. Formule barométrique simplifiée pour la mesure des altitudes, III, 736. — *Angot*. Sur une formule barométrique, III, 827.

MÉTÉOROLOGIE OPTIQUE. — *Birkeland*. Lumière zodiacale, I, 221. — *Galissot* Absorption sélective de l'atmosphère, I, 305. — *Salet*. Absorption et diffusion de la lumière par les météorites, I, 394. — *Stormer*. Mesure photogrammétrique de l'altitude de l'aurore boréale, I, 478; Expédition de Bosshop, III, 727. — *Forel*. La Fata Morgana, II, 52. — *Chauveau*. Spectre météorique de la tour Eiffel, II, 52. — *Krebs*. Polarisation de la lumière du ciel, II, 596. — *Vallot*. Absorption comparée des radiations chimiques et calorifiques, II, 756. — *Diercks*. Etat du ciel au voisinage du Soleil, II, 794. — *Vigand* et *Schwab*. Hypohélie et halo solaire, II, 862. — *Arnaud*. Réfraction atmosphérique au voisinage de l'horizon, II, 913. — *Végard*. Propriétés des rayons qui produisent l'aurore boréale, II, 916. — *Humphreys*. Eclat du ciel à minuit, II, 945. — *Bieber*. Effets de la lumière ultra-violette sur l'atmosphère terrestre, III, 249. — *Boutaric*. Absorption atmosphérique et polarisation de la lumière diffusée par le ciel, III, 501. — *Mobius*. Théorie de l'arc-en-ciel, III, 515. — *Arnaud*. Réfraction atmosphérique

Tours. — Imprimerie Deslis Frères et C^ie.

Ce Recueil paraît chaque mois.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

CONTINUÉ

PAR ED. BOUTY

PUBLIÉ PAR

LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Directeur de la publication : AMÉDÉE GUILLET

CINQUIÈME SÉRIE.

TOME III. — DÉCEMBRE 1913

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
5, RUE DE LA SANTÉ (13e).

ut ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Amédée Guillet, 1, rue
tor-Cousin, Paris, 5e.
ut ce qui concerne l'administration (demandes d'abonnements, réclamations,
onces, etc.) doit être adressé à M. Sandoz, 5, rue de la Santé, à Paris, 13e.

Par application de la loi du 7 avril 1879, tous les bureaux de poste de France, d'Algérie, de Belgique, de Danemarck, de Hollande, d'Italie, de Norvège, de Portugal, de Suède et de Suisse sont autorisés à recevoir les abonnements. Nos lecteurs n'ont qu'à verser la somme de 17 francs pour la France ou 18 francs pour les pays ci-dessus désignés, au nom de M. Sandoz, *Secrétaire du Journal*, 5, rue de la Santé, à Paris, 13e. Ils n'ont ni lettre ni mandat à envoyer, ni d'autres frais supplémentaires

Le *Journal de Physique théorique et appliquée* paraît chaque mois et forme par an un volume grand in-8° de 40 à 66 feuilles, avec figures dans le texte. Les volumes de la première série, 1872-1881, se vendent séparément 20 francs (sauf l'année 1873 épuisée). Les vingt derniers volumes, 1882-1901, se vendent séparément.................. 15 fr.

Les abonnements sont annuels et partent de janvier

Prix pour un an (12 numéros) :

France.. 17 fr.
Etranger.. 18 fr.

On s'abonne dans tous les bureaux de poste, au nom de M. Sandoz, rue de la Santé, 5, Paris, 13°.

La table générale des trois séries (1872-1901) est mise en vente au prix de 10 francs.

TARIF DES TIRAGES A PART

	25 exemplaires	50 exemplaires	100 exemplaires	150 exemplaires
4 pages...........	5 50	6 »	7 »	8 »
8 —	7 50	8 »	9 »	11 »
12 —	10 »	11 50	13 50	16 50
16 —	12 »	14 »	17 »	20 »

Ces prix s'entendent avec une couverture passe-partout.
Composition d'un titre : 2 francs.
Couverture avec impression à la charge des auteurs :

25 ex.	50 ex.	100 ex.	150 ex.	200 ex.	300 ex.
4 50	5 »	7 »	8 »	9 »	10 »

Tout ce qui concerne la rédaction doit être adressé à M. Amédée **Guillet,** 1, rue Victor-Cousin, Paris, 5°.

Tout ce qui concerne l'administration, et les tirages à part, doit être adressé à M. **Sandoz,** 5, rue de la Santé, Paris, 13°.

ANNONCES INDUSTRIELLES :

MM. **Sandoz,** 5, rue de la Santé, Paris.
F. Bénard, 15, boulevard de la Station, Pierrefitte (Seine).

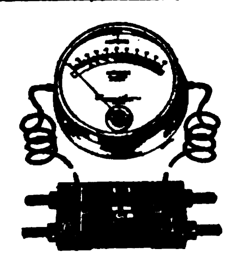
SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE.

Secrétaire général : M. M. de Broglie, 29, rue de Châteaubriand, Paris, VIII°.
(Téléphone : 520-29)
Trésorier : M. Ph. Pellin, 5, avenue d'Orléans, Paris, XIV°.

TABLE DES MATIÈRES.

DÉCEMBRE 1913

(*Voir* la suite à la page 2.)



CHAUVIN et ARNOUX
INGÉNIEURS-CONSTRUCTEURS
186 et 188, Rue Championnet, PARIS

APPARÉILS POUR TOUTES MESURES ÉLECTRIQUES
POUR LE LABORATOIRE,
LE CONTROLE ET LE TABLEAU

4 MÉDAILLES D'OR, 4 GRANDS PRIX. — HORS CONCOURS, MILAN
DEMANDER L'ALBUM GÉNÉRAL

APPAREILS D'ACOUSTIQUE
POUR LA DÉMONSTRATION
Maison fondée en 1872, par J. LANCELOT, Constructeur
70, Avenue du Maine, PARIS (14e)

FOURNISSEUR DES MINISTÈRES, DES UNIVERSITÉS, LYCÉES & COLLÈGES
Médailles d'Or aux Expositions
(ENVOI FRANCO DU CATALOGUE)

Nouvelle revision des poids atomiques du chlore et de l'azote; p. 982. — O.-F. Tower. La proportion d'oxygène dans l'air est-elle constante? p. 982. — P. Dambier. Sur l'intervention du nombre π dans les relations entre les poids atomiques; p. 983. — Ph.-A. Guye. A propos de la note de M. Dambier; p. 983. — A. Jacquerod et Tourpaian. Sur le poids du litre normal des gaz chlore et tétrafluorure de silicium. Contribution à la détermination des poids atomiques du Cl et F; p. 984. — Ph.-A. Guye. Coup d'œil rétrospectif sur les déterminations du poids atomique du chlore. Poids atomique de l'argent. Considération générale sur la détermination des poids atomiques; p. 984, — Ph.-A. Guye. Sur deux petites corrections à apporter aux déterminations de densité de gaz exécutées à Genève; p. 985. — G. Baume. La chimie-physique en 1912; p. 986. — J.-M. Crafts. Points fixes du thermomètre entre 100° et 400°. Tensions de vapeur de la naphtaline, de l'eau et de la benzophénone. 1re partie; p. 986. — G. Friedel. Examen critique de la théorie Curie-Wulf sur les formes cristallines. Application aux liquides anisotropes; p. 987. — Maurice Prudhomme. De la densité au zéro absolu et de la densité critique de quelques gaz; p. 988. — G.-K. Burgess. Etat actuel de l'échelle de température 989

Philosophical Magazine; t. XXVI; juillet, août, septembre, octobre et novembre 1913; par MM. *R. Fric. L. Letellier, Aubert, A. Boutaric, A. Grumbach, F. Croze.* — Albert Crehore. Formation des molécules des éléments et de leurs composés à partir d'atomes constitués d'après la théorie des corpuscules disposés en anneaux; p. 990. — B. Mc Laren. La théorie de la radiation; p. 993. — Wh.-C. Mc. C. Lewis. Pression interne et chaleur latente des liquides; p. 994. — Mallik. Sur la loi de Fermat; p. 995. — J. Patterson. Electromètre enregistreur : p. 995. — R.-J.-E. Bete. Oscillations autour d'une position d'équilibre quand une relation linéaire simple existe entre les fréquences des vibrations principales; p. 995. — J. Hollingworth. Interprétation physique de la fonction de Beissel d'ordre zéro; p. 995. — J.-R. Wilson. Sur les ondes planes du son; p. 995. — S.-B. Mc Laren. Une théorie de la gravitation; p. 996. — J.-J. Schwatt. Sommation d'un type de séries trigonométriques; p. 996. — J.-J. Schwatt. Méthode pour déterminer la somme d'un certain type de

(*Voir* la suite à la page 3.)

FOURNITURES GÉNÉRALES POUR LA PHOTOGRAPHIE APPLIQUÉE A L'INDUSTRIE ET AUX SCIENCES

G.-H. CALMELS, 150, Bd du Montparnasse, PARIS (XIVe)

MATÉRIEL DE DÉMONSTRATION ET D'ENSEIGNEMENT
POUR L'OPTIQUE ET LA SPECTROSCOPIE

Moulages de réseaux de diffraction, 570 traits au millimètre, depuis **13** francs.
Spectroscopes à vision directe, à réseau, de **13** à **200** francs.
Spectrographes (5 spectres sur plaque 9 × 12), depuis **80** francs.
Cuves à faces parallèles, cuves prismatiques, cuves lenticulaires.
Ecrans colorés monochromatiques et pour toutes applications.
Matières colorantes, pures et ordinaires, de toutes provenances.
Verrerie soufflée (tubes à essais **14** × **140** à **30** francs le mille).

ATELIERS DE MÉCANIQUE ET D'ÉBÉNISTERIE DE PRÉCISION
EXTRAIT DU CATALOGUE GÉNÉRAL FRANCO SUR DEMANDE

APPAREILS D'OPTIQUE POUR LES SCIENCES ET L'INDUSTRIE

Saccharimètres et Polarimètres Laurent. — Goniomètres. — Réfractomètres. — Spectroscopes de Laboratoire, 1, 2 ou 4 prismes de 60°. — Spectroscopes à vision directe. — Dispositif à oculaire ou à chambre photographique. — Grands spectrographes à retour, à objectifs ou à miroirs. — Minimum de déviation automatique. — Miroirs. — Objectifs. — Prismes flint, quartz, spath, etc.
MATÉRIEL POUR L'ASTROPHYSIQUE

A. JOBIN
BUREAUX et ATELIERS
31, rue Humboldt (14e)
Anciennement, 21, r. de l'Odéon
Paris 1889 : Grand Prix
Paris 1900 : Grand Prix
Astrolabe à prisme :
CLAUDE et DRIENCOURT

SURFACES PLANES
APPAREILS INTERFÉRENTIELS
Interféromètres et étalons interférentiels Pérot et Fabry
APPAREILS DE MESURE ET DE VÉRIFICATION
Micromètres
COMPARATEURS

(*Voir* la suite à la page 6.)

Bureau Technique d'Études et Projets

M. CAMILLERAPP, Ingénieur-Conseil

Ex-chef du service d'études et de construction du Laboratoire de M. A. Blondel,
Ex-ingénieur de plateforme,
Ex-ingénieur technique de Sociétés, Professeur à l'Ecole Spéciale Préparatoire à l'E. S. E.

16, RUE BOUCHUT, PARIS

Mécanique de précision, Electricité

CONSTRUCTION DE MACHINES NOUVELLES, BUREAU DE DESSIN

ANALYSE ET ÉTUDE DE BREVETS

Recherche d'autres solutions (Notice franco).

La B. T. E. P. a réuni des Ingénieurs Spécialistes Praticiens dans les branches les plus diverses de l'industrie :

MÉCANIQUE, CHIMIE, MINES, MÉTALLURGIE, ETC.

Renseignements et devis gratuits en mentionnant le *Journal de Physique*.

ATELIERS RUHMKORFF

J. CARPENTIER

Téléph. 705.65 — 20, Rue Delambre, PARIS — Téléph. 705.65

INSTRUMENTS DE PRÉCISION

Mesures Électriques

ÉTALONS - BOITES de RÉSISTANCES - POTENTIOMÈTRES

ÉLECTROMÈTRES
jusqu'à 200.000 volts

PHASEMÈTRES

FRÉQUENCEMÈTRES
Appareils à deux aiguilles

LOGOMÈTRES

OHMMÈTRES
Installations de mesures d'isolement

APPAREILS
pour les
ESSAIS MAGNÉTIQUES DES FERS

PYROMÈTRES ÉLECTRIQUES

INDICATEURS
ou
ENREGISTREURS
Modèles à couples
Thermo-électriques et à résistances

PONTS DE WHEATSTONE — PONTS DE THOMSON
Galvanomètres de tous systèmes — Oscillographes

AMPÈREMÈTRES - VOLTMÈTRES - WATTMÈTRES

de tous systèmes pour courants continus ou alternatifs

Modèles de Tableaux - Modèles de Contrôle
Boites de Contrôle - Enregistreurs

APPAREILS DE MANIPULATIONS POUR L'ENSEIGNEMENT

CATALOGUE E SPÉCIAL pour L'ENSEIGNEMENT

Maison SOLEIL - J. DUBOSCQ, fondée en 1819

PH. O. ✱, I. ✠ ✠ ✠ ✠ ✠ ET F. ✠, ✠ PELLIN

Ingénieurs-Constructeurs

Adr. tél. : FEXIPEL-PARIS — **Téléphone 813-26**

5, Avenue d'Orléans — PARIS (Anct 21, rue de l'Odéon)

DIPLOMES D'HONNEUR ET MÉDAILLES D'OR : 1883-1889
GRANDS PRIX : PARIS 1900, SAINT-LOUIS 1904, LIÈGE 1905, MILAN 1906
HORS CONCOURS, MEMBRE DU JURY : BRUXELLES 1897, LONDRES 1908, BRUXELLES 1910
TURIN 1911, GAND 1913

APPAREILS D'OPTIQUE pour les SCIENCES et l'INDUSTRIE

APPAREILS DE HAUTE PRÉCISION

PLANS - PRISMES - OPTIQUE SUPÉRIEURE

Le Catalogue comprend 11 fascicules :

FASCICULES I et II

Sources de lumière.— Héliostats.— Lanternes. — Lumière oxhydrique, électrique. — Appareils de projection. — Microscopes.

FASCICULE III

Photométrie. — Photomètres industriels et de haute précision. — Spectrophotomètre d'Arsonval, Violle. — Photopolarimètre Cornu.

FASCICULE IV

Interférences. — Diffraction. — Polarisation. — Double réfraction.

FASCICULE V

Réflexion. — Réfraction. — Miroirs, lentilles convexes, cylindriques, coniques. — Miroirs magiques. — Focomètres. — Diasporamètres. — Œils artificiels.

FASCICULE VI

Spectroscopie. — Spectroscopes à 1, 2, 4, 6 prismes. — Flint. — Quartz. — Spath Fluor. — Spectroscope Broca-Pellin, directement gradué en longueurs d'onde.
Spectroscopie biologique. — Hématospectroscopes Hénocque.

FASCICULE VII

Appareils de mesure. — Sphéromètre. — Goniomètre. — Machine à diviser. — Dilatomètre Le Châtelier. — Ellipsomètre Janettaz.— Enregistreur pour magnétisme et électricité atmosphérique.

FASCICULE VIII

Polarimètres. — Saccharimètres. — Saccharimètre Pellin à champs concentriques (modèle breveté). — Colorimètres à colonne liquide, 5, 10, 20, 30 c/m. — Diabétomètre Yvon.— Glycosimètre Yvon-Pellin.

FASCICULE IX

Appareils de contrôle pour la métallurgie. — Banc métallographique de H. Le Chatelier. — Mesure des points critiques. — Appareils Saladin, Coste, H. Le Chatelier et Broniewski. — Pyromètres à lecture directe et enregistreur pour vingt-quatre heures ou continus.

FASCICULE X

Appareils pour la Météorologie.

FASCICULE XI

Matériel de télégraphie sans fil.

Récepteur de T. S. F. et Détecteur de Félix PELLIN (modèle breveté).

Envoi de notices sur demande — Devis pour Installations

RÉFÉRENCES SUR DEMANDE

**

Mon ROUSSELLE & TOURNAIRE

Société Anonyme, Capital : 500.000 francs

52, Rue de Dunkerque, PARIS (IXe)

Seule concessionnaire pour la France et ses Colonies des Brevets et Procédés de la Société SIEMENS & HALSKE

Galvanomètre à aiguille pour pyromètres.

INSTRUMENTS DE MESURE

POUR LABORATOIRE

ET POUR TABLEAUX DE DISTRIBUTION

RADIOLOGIE

Téléphonie. — Télégraphie

Indicateurs de niveau d'eau, etc.

T.S.F. LE MORSOPHONE

Appareil permettant d'apprendre à lire au son les télégrammes transmis en signaux MORSE. Seul et sans aide, quelques heures d'étude suffisent.

CH. SCHMID BAR-LE-DUC (Meuse)

L'appareil est exposé au

18me CONCOURS LÉPINE

Grand Palais des Champs-Elysées.

MICROGRAPHIE — BACTÉRIOLOGIE

E. COGIT & Cie

CONSTRUCTEURS D'INSTRUMENTS ET D'APPAREILS POUR LES SCIENCES

36, Boulevard Saint-Michel, 36

PARIS — Téléphone 812-20

Ateliers de Construction, Expéditions et Verrerie en gros

19, Rue Humboldt, PARIS

DÉPOT POUR LA FRANCE

des Microscopes de E. LEITZ

NOUVEL ÉCLAIRAGE SUR FOND NOIR POUR ULTRAMICROSCOPE

Librairie Armand COLLIN, 103, Boulevard Saint-Michel, PARIS

LES CLASSIQUES DE LA SCIENCE

Publiés sous la direction de

MM. H. ABRAHAM, H. GAUTIER, H. LE CHATELIER, J. LEMOINE

BUT DE LA COLLECTION

Si les collections de Classiques littéraires existent en grand nombre, il manquait une collection de « Classiques scientifiques ». Cette lacune vient d'être comblée par la publication des *Classiques de la Science*, entreprise par un groupe de personnalités éminentes de l'enseignement supérieur des sciences : MM. Henry Le Chatelier, Henri Gautier, Jules Lemoine, Henri Abraham.

Cette publication est la réalisation d'un vœu formulé par de nombreux écrivains, qui ont préconisé la lecture des mémoires originaux comme le meilleur moyen de développer chez les étudiants l'esprit scientifique.

Arago, par exemple, dans l'éloge académique de Volta, recommanda particulièrement cette lecture aux jeunes physiciens. « Elle les initiera, dit-il, à l'art si difficile des expériences, elle leur apprendra à se défier des premiers aperçus, à varier sans cesse la forme des appareils... On accomplit un devoir en dirigeant l'attention des commençants vers les sources originales. C'est là, et là seulement, qu'ils puiseront d'importants sujets de recherches ; c'est là qu'ils trouveront l'histoire fidèle des découvertes, qu'ils apprendront à distinguer clairement le vrai de l'incertain, à se défier enfin des théories hasardées que les compilateurs sans discernement adoptent avec une aveugle confiance. »

Désormais, grâce aux volumes des « *Classiques de la Science* », d'un format commode et d'un prix modique, *les élèves des classes supérieures de l'enseignement secondaire, les étudiants des Universités et des grandes Écoles* auront sous la main la collection des mémoires « classiques » qui ont marqué une date dans le progrès de la science, et ils pourront retrouver, aux sources mêmes, les théories et les méthodes de recherche des grands savants modernes et contemporains.

INSTRUMENTS DE PRÉCISION EN VERRE

G. BERLEMONT

CONSTRUCTEUR TÉLÉPHONE 807.22

PARIS — 11, Rue Cujas — PARIS

Chargé des Cours du Travail du Verre à l'École de Physique et de Chimie et à la Faculté des Sciences de Paris

INSTALLATION TECHNIQUE DE LABORATOIRES SCIENTIFIQUES & INDUSTRIELS
VERRERIE, TERRE, GRÈS, PORCELAINE, CHAUFFAGE

J. REGNIER, CONSTRUCTEUR

Ex-employé de la Maison V. CHABAUD

PARIS — Rue Victor-Cousin, 10, et rue Cujas, 19 — PARIS

Appareils de :

Radiologie | *Sismothérapie* | *Radiographie*
Électrothérapie | *Photothérapie* | *Haute Fréquence*

LOCALISATEURS POUR RADIOTHÉRAPIE

Instruments de Physique — Électromètres capillaires — Piles
Instruments de mesures — Tubes de Crookes

ATELIERS R. MAILHAT

MOURONVAL, ANCIEN ÉLÈVE DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE, SUCCESSEUR
10, rue Émile-Dubois, PARIS XIVe

MÉCANIQUE & OPTIQUE DE PRÉCISION EN TOUS GENRES

Instruments d'observatoires et de laboratoires. Objectifs. Miroirs. Prismes. Lunettes. Spectroscopie. Instruments de mesure. Micromètres. Chronographes. Pièces détachées. Instruments nouveaux sur plans et indications. Travaux à façon.

FERNIQUE

Paris, 31, Rue de Fleurus, 31, Paris (VIe)

TÉLÉPHONE 704,00

Clichés typographiques d'après photographies, lavis, l'objet même, dessin au trait ou croquis, pour illustrer un Ouvrage, une Revue, un Mémoire ou une Communication.

Ces clichés sont donnés à l'imprimeur avec la copie.

HERMANN et FILS, 6, Rue de la Sorbonne, PARIS

L'ÉTUDE PHYSICO-CHIMIQUE

DES SELS CHROMIQUES

Par A. SÉNÉCHAL

On trouvera, dans cette remarquable étude, un exemple suggestif des clartés que la détermination de grandeurs physiques peut projeter sur le *mécanisme des transformations chimiques*. M. Sénéchal s'est proposé de faire la part de la thermochimie, de la numération des ions par conductibilité, de la mesure des tensions de vapeur d'eau et des coefficients d'aimantation des sels solides, et enfin de l'hydrolyse dans l'évolution de l'histoire chimique des sels de chrome.

L'ADDITIVITÉ DES PROPRIÉTÉS DIAMAGNÉTIQUES

ET SON UTILISATION DANS LA

RECHERCHE DES CONSTITUTIONS

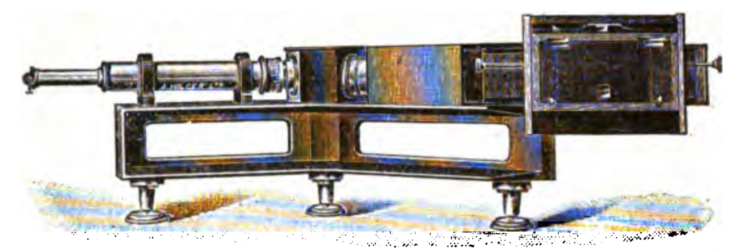
Par Paul PASCAL

Dans son célèbre mémoire sur « les propriétés magnétiques des corps », P. Curie (*Œuvres*, p. 328) insiste sur « ce que les changements d'états physique ou chimique n'ont souvent qu'une influence insignifiante sur les propriétés diamagnétiques, qui se révèlent alors comme des propriétés dépendant seulement de l'état des dernières particules de la matière et indépendantes de leur changement ». Le lumineux exposé de M. P. Pascal se rattache à ces vues profondes, les nombreuses mesures qu'il interprète, et dont le plus souvent il est l'auteur, en précisent le sens exact, la portée et aussi les correctifs qu'elles doivent parfois subir. Les résultats obtenus, groupés sous la dénomination de « magnétochimie », prudemment utilisés, peuvent rendre de grands services « aux physiciens et aux chimistes soit en concourant à la détermination des formules développées, soit en permettant le calcul *a priori* ou la vérification indirecte des constantes magnétiques, soit enfin en ouvrant des horizons nouveaux dans le domaine des constitutions atomiques et de la notion de valence ».

SPECTROGRAPHE EN QUARTZ

donnant tout le spectre entre les longueurs d'onde 8.000 et 2.050

SUR UNE PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE ORDINAIRE



Une échelle de longueurs d'onde de précision de même étendue peut être fournie et adaptée à l'appareil de manière à obtenir en même temps sur la plaque une reproduction de cette échelle juxtaposée au spectre étudié. Les appareils sont expédiés parfaitement réglés et prêts à servir.

LA MAISON CONSTRUIT :

UN MODÈLE **A** pour plaques de 108 × 82 millimètres.

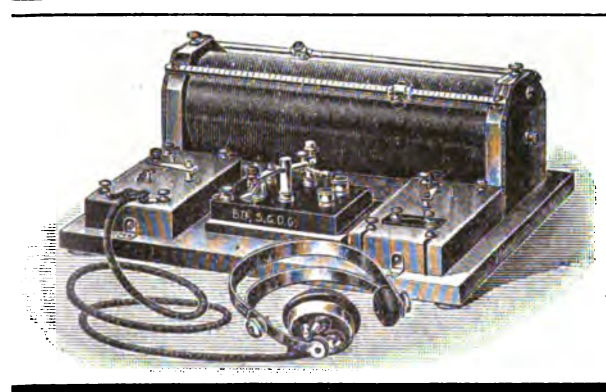
— **C** (voir figure) pour plaques de 254 × 101 millimètres.

Envoi franco sur demande de la Notice détaillée et de Photogrammes spécimen

ADAM HILGER, Ltd., 75a, Camden Road, Londres N. W.

Adresse télégraphique : **Sphericity-Londres.**

Notre catalogue illustré de « Spectroscopes » et « Appareils Spectroscopiques » de tous genres est envoyé gratis sur demande.



T. S. F.

G. PÉRICAUD

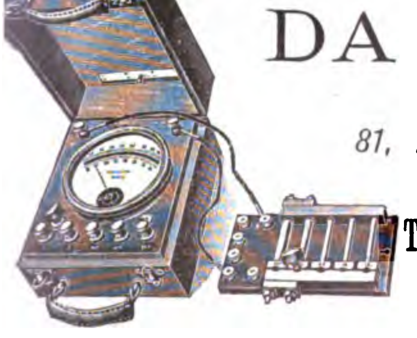
Constructeur

85, brd Voltaire. — PARIS

MAISON FONDÉE EN 1900

Postes complets
Pièces détachées

Catalogue franco



Cie F. A. C. **Tél. Roquette 33-42**

DA & DUTILH

Ingénieurs-Constructeurs

81, rue Saint-Maur. — PARIS

Tous appareils de mesures électriques industriels et de précision

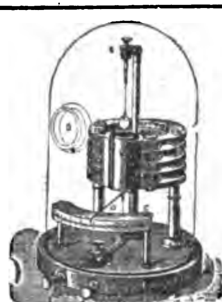
Mon ALVERGNIAT - CHABAUD
J. THURNEYSSEN, SuccR
Seul successeur de la Maison ALVERGNIAT Frès
58, Rue Monsieur-le-Prince, PARIS (6e)

APPAREILS DE PHYSIQUE ET DE CHIMIE

POMPES et TROMPES à MERCURE

TUBES de CROOKES à OSMO-RÉGULATEUR VILLARD

Électroscopes Hurmuzescu.—Électromètre capillaire de M. Lippmann.—Appareil de M. Debierne pour la radioactivité. — Électroscope à filament de charbon de M. Villard



ATELIERS E. DUCRETET
F. DUCRETET & E. ROGER, Succrs
CONSTRUCTEURS
75, Rue Claude-Bernard, PARIS

CABINETS DE PHYSIQUE COMPLETS
Notices et Catalogues illustrés

APPAREILS DE COURS ET DE RECHERCHES
APPAREILS DE MESURES – INSTRUMENTS INDUSTRIELS

MATÉRIELS de TÉLÉGRAPHIE sans FIL en usage aux grandes distances

MAISON FONDÉE EN 1861

TÉLÉPHONE 810-83

G. FONTAINE

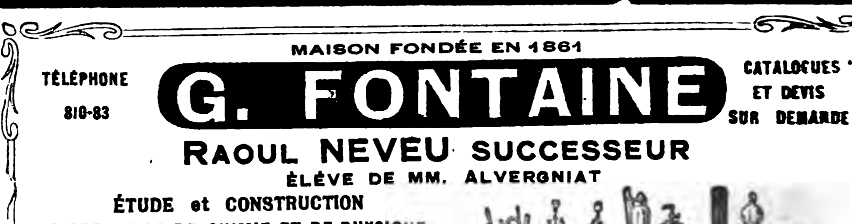
CATALOGUES ET DEVIS SUR DEMANDE

RAOUL NEVEU SUCCESSEUR
ÉLÈVE DE MM. ALVERGNIAT

ÉTUDE et CONSTRUCTION
D'APPAREILS DE CHIMIE ET DE PHYSIQUE

Fournitures Générales pour Laboratoires
PRODUITS CHIMIQUES PURS

PARIS 16 - 18 - 20 RUE MONSIEUR-LE-PRINCE



SOCIÉTÉ ANONYME

POUR LE

TRAVAIL ÉLECTRIQUE DES MÉTAUX

CAPITAL : 1.000.000 DE FRANCS

SIÈGE SOCIAL :

26, rue Laffitte — PARIS

TÉLÉPHONE Gut. 16-28

USINE :

4, quai de Seine

SAINT-OUEN (Seine)

ACCUMULATEURS TEM & SIRIUS

Pour toutes applications

SPÉCIALITÉ D'ACCUMULATEURS

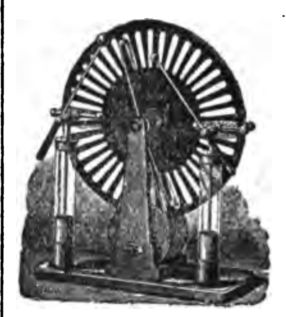
POUR NAVIGATION SOUS-MARINE

Éclairage des trains et traction

DÉTARTREURS ÉLECTRIQUES

REPRÉSENTANTS

ROUEN : 109, rue Louvet (Sotteville-les-Rouen).
LILLE : 37, rue Jean-sans-Peur.
ORAN : Maison Marin, rue d'Arzew.
MEXICO : Spartado Postal 822.
CONSTANTINOPLE : Poste Française, Boîte 76.
SAINT-PÉTERSBOURG : 40, Prospect Liteiny.



ROYCOURT Ingr des Arts & Manufactures

Avenue d'Orléans, 71, PARIS

MACHINES ÉLECTROSTATIQUES

WIMSHURST-BONETTI

ÉLECTROTHÉRAPIE, Hte FRÉQUENCE, RAYONS X

Concessionnaire exclusif des appareils

ROPIQUET

Transformateurs, Interrupteurs, Supports d'ampoules.

CANCE* & FILS ET Cie

HORS CONCOURS — MEMBRE DU JURY AUX EXPOSITIONS UNIVERSELLES
PARIS 1900 - LIÈGE 1905 - MILAN 1906 - LONDRES 1908 - BRUXELLES 1910 - TURIN 1911

INSTALLATIONS COMPLÈTES D'ÉCLAIRAGES ÉLECTRIQUES

Appartements, Hôtels, Châteaux, Villes, Magasins

ÉCLAIRAGES INDUSTRIELS, STATIONS CENTRALES, TRANSPORT DE FORCE PAR L'ÉLECTRICITÉ

APPLICATIONS MÉCANIQUES

5, rue Saint-Vincent-de-Paul, PARIS Xe — TÉLÉPHONE : 421,55 — ADR. TÉLÉGR. : CANCELAMP, PARIS

MATÉRIEL ANCEL pour télégraphie et téléphonie sans fil, émission et réception; postes complets et organes séparés. — Récepteur de T. S. F. à manœuvre automatique pour signaux horaires. — Appareil de télémécanique Gannier-Ancel.

MATÉRIEL ANCEL pour rayons X et haute fréquence: bobines intensives, interrupteurs à gaz, tableaux de distribution, condensateurs à air, à pétrole, résonnateurs, éclateurs, ampoules, soupapes, écrans et accessoires divers.

Louis ANCEL

Ingén. des Arts et Manufact.
Construct. breveté s. g. d. g.

BUREAUX,
ATELIERS ET LABORATOIRES
91, boul. Pereire (Sud)
PARIS, XVIIe
Anciennement 13, *rue Brochant*

BRUXELLES 1910 : MÉDAILLE D'OR
GRAND PRIX, TURIN 1911

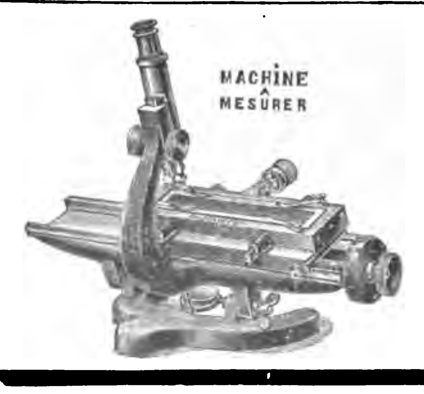
Construction de tous appareils de laboratoire pour physique, chimie et électro-chimie.

SPECTROGRAPHE ANCEL à prisme ou à réseau

INSTALLATION DE LABORATOIRES

RÉPARATION D'APPAREILS

Cellules de sélénium extra-sensibles Ancel sans inertie, modèles spéciaux sur commande.



CH. BEAUDOUIN TÉLÉPH. 812,08

PARIS, 31, rue Lhomond, Ve.

SPECTROSCOPES
SPECTROGRAPHES — SPECTROMÈTRES

Électromètres -- Pompes à vide

BOMBE CALORIMÉTRIQUE CH. FÉRY

Electro-aimants pour champ intense

INSTRUMENTS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELS

SOCIÉTÉ INDUSTRIELLE DES TÉLÉPHONES

(Constructions électriques, caoutchouc, câbles)

Société anonyme au capital de 18.000.000 de francs.

25, rue du Quatre-Septembre, 25. — PARIS

APPAREILLAGE ÉLECTRIQUE

pour Stations Centrales — Sous-Stations
Postes de Transformateurs

Tableaux de distribution
pour **HAUTE TENSION**
jusqu'à 100.000 volts
Dispositif de protection des réseaux
système L. Neu
Régulateurs J.-L. Routin
Démarreurs — Interrupteurs MONOBLOC

BASSE TENSION jusqu'à 10.000 ampères

TÉLÉPHONIE

Installations privées
et RÉSEAUX PUBLICS

Nouveaux modèles pour Énergie Centrale

LE MONOPHONE
Appareil hygiénique extra-sensible
ACCESSOIRES — TABLEAUX — MULTIPLES

Appareils télégraphiques
Matériel de signalisation et de manœuvre
pour les chemins de fer

CABLES ÉLECTRIQUES

1° Fils pour bobinage d'appareils de mesure.
2° Câbles pour transport de force pour lumière et signaux.
3° Fils de câbles isolés pour connexion à haute tension jusqu'à 50.000 volts.
4° Fils isolés à la gutta-percha pour haute tension sous haute fréquence.

Appareils brevetés système A. LÉAUTÉ pour essais par résonance des canalisations électriques à hautes tensions.

MASSON & Cie, Éditeurs, 120, boulev. St-Germain, PARIS

ANNALES DE PHYSIQUE

AVIS

A partir du 1er janvier 1914, les *Annales de Physique et de Chimie* seront scindées en deux publications mensuelles distinctes, les *Annales de Physique* et les *Annales de Chimie*, chacune des deux publications devant former annuellement deux volumes de 576 pages.

Depuis près d'un siècle que les *Annales de Chimie*, fondées en 1789 par Lavoisier et Monge, sont dévenues les *Annales de Chimie et de Physique*, ce Recueil n'a pas changé de format. Le nombre de volumes et le nombre de pages publiées annuellement sont demeurés les mêmes.

Cependant la Science a évolué ; le nombre de chercheurs a suivi une progression rapidement croissante et l'étendue du domaine de la Physique et de la Chimie est devenue telle qu'il est aujourd'hui difficile à un même homme de se tenir à la fois au courant de toutes les branches dans lesquelles se sont subdivisées ces deux sciences.

Depuis longtemps déjà le Recueil devenait trop étroit pour offrir aux Mémoires qui affluaient l'hospitalité dont ils étaient dignes et la rapidité de publication qui est devenue une nécessité des temps modernes. Les lecteurs des *Annales* ont pu s'apercevoir que dès cette année nous avons dû augmenter le nombre de pages dont se compose chaque numéro. Pendant le premier trimestre de la présente année nous avons, en effet, donné 528 pages de texte au lieu de 432 que comportait normalement notre format.

Au moment où va se terminer la huitième série des *Annales de Chimie et de Physique*, le Comité de rédaction a cru bien servir l'intérêt de la Science en accroissant l'étendue de la publication et en séparant les matières du Recueil en deux séries parallèles.

Prix de l'abonnement annuel de chaque publication :

France. . . . . 25 fr. | Union postale. . . . . . 28 fr.

Prix spécial pour les abonnements mixtes aux deux publications :

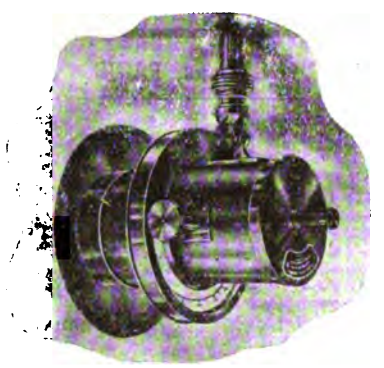
France. . . . . 45 fr. | Union postale. . . . . . 50 fr.

Ancienne Maison MICHEL et Cie

Compagnie pour la Fabrication des Compteurs
ET MATÉRIEL D'USINES A GAZ

Société anonyme : capital 9.000.000 de francs — 16 & 18, bd de Vaugirard, PARIS

Télescope pyrométrique, système Féry



Télescope pyrométrique à spirale.

Pour la mesure des températures de 400 à 3 500°

LUNETTE PYROMÉTRIQUE

ompteur de vapeur FB

COMPTEUR ALCOOMÉTRIQUE
totalisant automatiquement l'alcool absolu des distillats

COMPTEURS ET APPAREILS DE MESURES D'ELECTRICITE

APPAREILS PHOTOGRAPHIQUES DE HAUTE PRÉCISION

LES SPIDOS ET STÉRÉOSPIDOS

munis de tous les perfectionnements, constituent des appareils à main parfaits et répondent à toutes les exigences.

Formats :

6 1/2×9 8 1/2×10
9-12 11-15
6 × 13 8 × 16

Décentrement identique du viseur et des objectifs ;
Visée horizontale à hauteur de l'œil ;
Mise au point facultative par monture hélicoïdale ;
Obturateur du Congrès (brevet Decaux) ;
Châssis Magasin Elge à répétition.

Société des

Etablissements Gaumont

Société anonyme au capital de 4.000.000 de francs

57-59, rue Saint-Roch (avenue de l'Opéra), PARIS (1er arrondissement)

CATALOGUE 44, FRANCO SUR DEMANDE

HERMANN et FILS, 6, Rue de la Sorbonne, PARIS

LES FAUX ÉQUILIBRES CHIMIQUES

ET LA

THERMODYNAMIQUE CLASSIQUE

PAR

Le Lieutenant-Colonel E. ARIÈS

CHARLES-MENDEL, Éditeur, 118 *bis*, Rue d'Assas, PARIS

LA

TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

Par E. COUSTET

Un vol. broché de 100 p., avec 20 fig. explicatives et Tableaux des signaux.
Prix : **1** fr. **25.**

La Télégraphie sans fil est une des plus merveilleuses découvertes de ce temps, si fécond en inventions remarquables; il n'en est aucune qui frappe plus vivement l'imagination du public, en raison probablement de la complexité des phénomènes qu'elle met à contribution.

Une petite étude préparatoire, accompagnée d'un rappel de quelques principes essentiels, s'impose pour une saine appréciation de ce mystérieux moyen de communication entre des points éloignés de l'espace que rien ne relie en apparence. Elle est des plus indispensable encore pour mettre au courant du mode de fonctionnement des appareils les amateurs désireux de capter au passage les messages aériens et même d'établir à peu de frais l'installation nécessaire, adaptée à l'usage qu'ils en veulent faire.

C'est cette étude que nous offre M. Coustet; très versé dans les questions électriques et servi par un talent fort apprécié de vulgarisateur persuasif, il a exposé son sujet sous une forme claire et méthodique, élémentaire surtout, soucieux de lui conserver ce tour d'enseignement familier qui caractérise ce que l'on a appelé **la science aimable.**

DIE WISSENSCHAFT

SAMMLUNG VON EINZELDARSTELLUNGEN
AUS DEN GEBIETEN DER NATURWISSENSCHAFT UND DER TECHNIK

BAND 48

Die entwickelung des temperaturbegriffs im laufe der zeiten sowie dessen Zusammenhang mit den wechselnden Vorstellungen über die Natur der Wärme von Kirstine Meyer, geb. bjerrum. Übersetzt aus dem Dänischen von Irmgard Kolde und mit einem Vorwort von Eilhard Wiedemann.

Mit 21 Abbildungen im Text. — Prix : M. **4,80.**

BRAUNSCHWEIG, Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1913.

Pour lire exactement en mètres sur le cadran de l'instrument, sans calcul aucun, la distance du point défectueux, dans vos câbles et dans vos lignes, employez le :

F. O. B. I.

Spécialités d'instruments de mesure, WESTON, Lord KELVIN, etc.

MARCEL CADIOT

FILS & SUCCESSEUR DE

E.-H. CADIOT & Cie

PARIS. — 31, rue de Maubeuge, 31. — PARIS

MÉTAUX SPÉCIAUX POUR LABORATOIRES

EN FIL, EN PLANCHE, EN BARRE DE TOUT PROFIL

LAITON, NICKEL, PLOMB, CUIVRE ROUGE, ZINC, ALUMINIUM, ETC., ETC.

Fils de Constantan, Manganine, Argentan

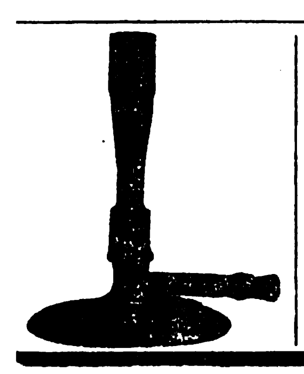
MELCHIORS DE TOUS TITRES -- ACIER INVAR

CORNIÈRES, GLISSIÈRES, TUBES CARRÉS ET RONDS

ANDRÉ MARTIN, Outillage Métaux

50, rue Descartes, PARIS

CATALOGUE SUR DEMANDE



G. MEKER et Cie

Société en commandite par actions. Capital : 220.000

APPAREILS DE CHAUFFAGE AU GAZ

BRULEURS DE LABORATOIRES ET D'INDUSTRIE

Fours à très hautes températures

ÉTUDES DE TOUS CHAUFFAGES

37, rue Danton. Levallois (Seine)

GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, PARIS

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

RECUEIL
DE
CONSTANTES PHYSIQUES

Ce magnifique volume de 753 pages, publié par

Henri ABRAHAM
Professeur à la Sorbonne, Secrétaire de la Société française de Physique,

ET

Paul SACERDOTE
Docteur ès sciences, Professeur au collège Chaptal,

Avec la collaboration de nombreux savants,

Renferme, groupées en 307 tableaux, toutes les constantes physiques, les formules et les données pratiques dont on peut avoir besoin au Laboratoire, à l'Usine ou à l'Amphithéâtre.

Le sens critique qui a présidé au choix des matériaux, la limpidité de composition des tableaux, la clarté de l'ordonnance distributive des sujets, la rapidité avec laquelle on peut trouver la page désirée, font, de ce volume, un instrument de travail fort précieux.

NOTA. — Les Auteurs, dans la rédaction de leurs mémoires, sont priés de se conformer désormais, autant qu'il leur sera possible, aux conventions, notations et formules adoptées dans le « **Recueil de constantes physiques** ».

SOCIÉTÉ D'APPAREILS DE MESURES

49, rue de la Procession (PARIS XVe)

Electromètre à spiral système Szilard (aiguille rigide sur échelle fixe), transportable et indéréglable, pour toutes mesures de courants d'ionisation, de radioactivité, et de faibles charges. Capacité 2 U. E. S.

(Présenté à l'Académie des Sciences le 10 mars 1913 et à la Société française de Physique le 20 juin 1913.)

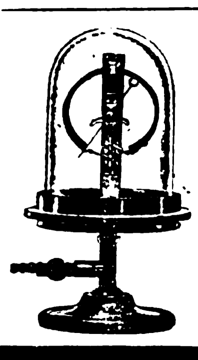
Voltmètre statique pour la mesure de l'électricité atmosphérique, plus robuste, plus sensible que l'électroscope à feuilles d'or. Capacité 6 U. E. S.

Appareils pour toute mesure de radioactivité.

Etalon de radioactivité.

Règle à courbes facilitant le tracé des courbes d'étalonnage, diagrammes, etc.

Catalogues sur demande



E. HUE

63, RUE DES ARCHIVES, PARIS

INSTRUMENTS DE PRÉCISION

BAROMÈTRE, THERMOMÈTRE, MANOMÈTRE
INSTRUMENTS DE MESURE
POUR L'AEROSTATION ET L'AVIATION
ENREGISTREURS, ETC.

LES ÉTABLISSEMENTS

POULENC FRÈRES

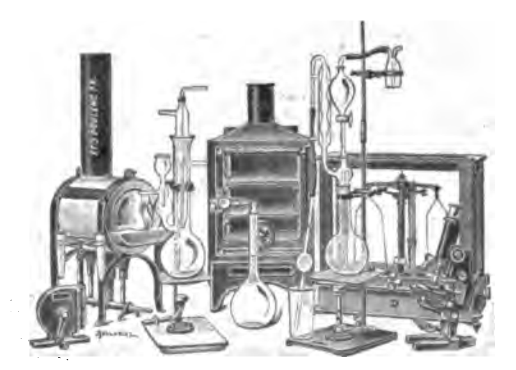
Section des produits et appareils de laboratoires

122, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS

Produits chimiques purs

RÉACTIFS

Verrerie soufflée et graduée



BALANCES

MICROSCOPES

Appareils de chauffage

MÉTALLOGRAPHIE

INSTRUMENTS DE PRÉCISION